



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG
Institut für Reaktorentwicklung

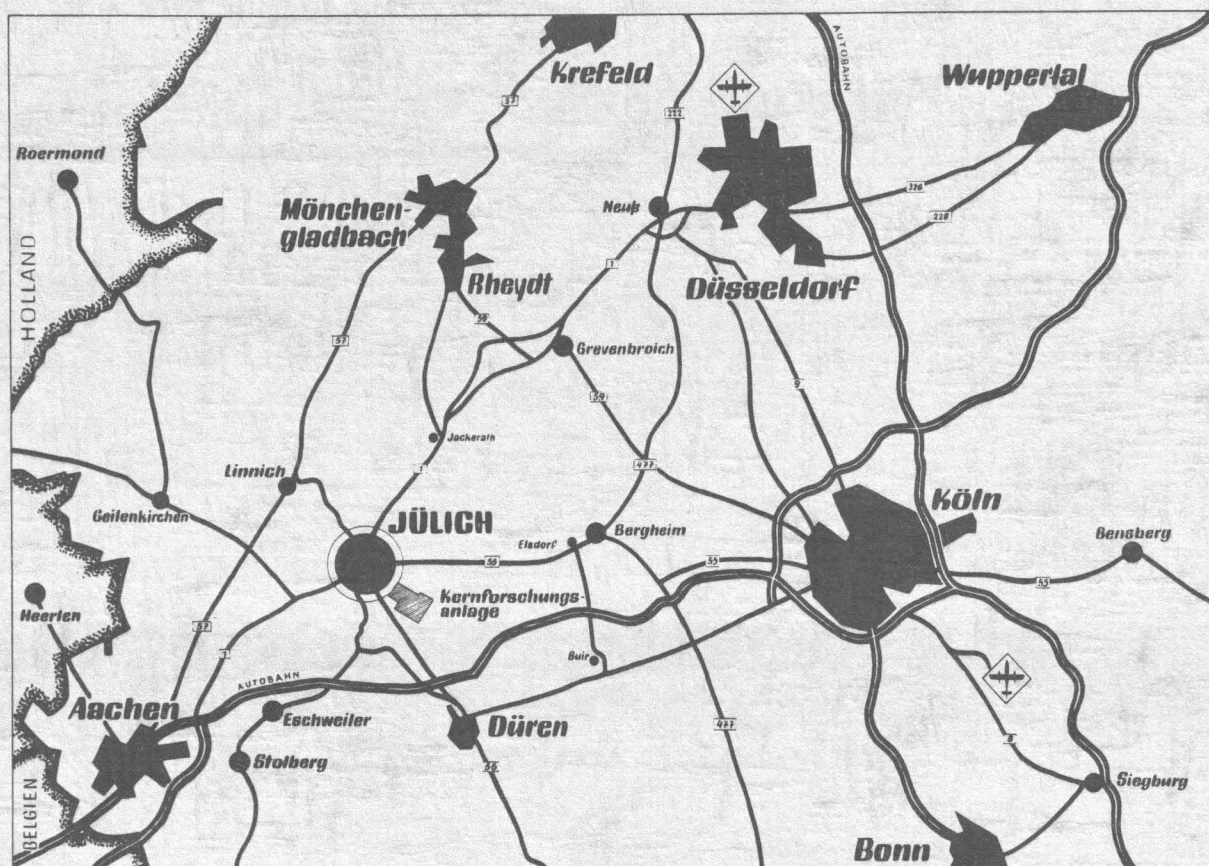
**Die Entwicklung und Auslegung
eines Prototyp-Brennstofftestelements für einen
schwerwassermoderierten und -gekühlten
Thorium-Brutreaktor
mit vibrationsverdichteten Brennstoffpartikeln**

von

Rolf Fritz

Jül - 654 - RG
April 1970

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 654

Institut für Reaktorentwicklung Jül - 654 - RG

Dok.: Reactor Fuel Elements - Development
 Reactors, Heavy Water-Moderated - Reactor Fuel Elements
 Reactors, Breeder - Reactor Fuel Elements
 Reactor Fuels - Fabrication

DK: 621.039.54.001.6
 621.039.524.46 : 621.039.54
 621.039.516.4
 621.039.54.002.2

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
 Jülich, Bundesrepublik Deutschland

**Die Entwicklung und Auslegung
eines Prototyp-Brennstofftestelements für einen
schwerwassermoderierten und -gekühlten
Thorium-Brutreaktor
mit vibrationsverdichteten Brennstoffpartikeln**

von

Rolf Fritz

D 82 (Diss. T. H. Aachen)

Erstellt im Rahmen einer gemeinsamen Schwerwasser-Brüter-Studie der Siemens A.G.
und der Kernforschungsanlage Jülich GmbH. Gefördert unter „Inv. Reaktor 37“ vom
Bundesministerium für Wissenschaftliche Forschung

Zusammenfassung

Der Thorium-Schwerwasserbrüter, - wie er in der thermischen Brüterstudie der Kernforschungsanlage Jülich in Zusammenarbeit mit der Firma Siemens A.G. Erlangen untersucht wurde, - verspricht eine wirtschaftliche Nutzung der großen natürlichen Thoriumvorräte im Thorium-Uran-Zyklus. Die Wirtschaftlichkeit des Reaktors basiert wesentlich auf diesem neutronenphysikalisch und kostenmäßig sehr günstigen Brennstoffkreislauf, der allerdings die Handhabung hochaktiver Stoffe voraussetzt. Dadurch kommt neben der Wiederaufbereitung und der Refabrikation auch der Brennelementfertigung besondere Bedeutung zu.

Bei dem vorliegenden, im Rahmen dieser Brüterstudie entwickelten Brennelement ist eine vibrationsverdichtete Brennstoffschüttung vorgesehen, die in besonderem Maße für eine automatische und einfache Handhabung geeignet erscheint. Mit diesem noch nicht in Langzeitversuchen erprobten Brennstoff und dem entsprechenden Brennelement soll ein Bestrahlungstest im MZFR durchgeführt werden.

Für die Entwicklung dieses Brennelementes ergeben sich besonders aus der Art des Brennstoffes eine Reihe neuartiger Gesichtspunkte, die in dieser Arbeit beschrieben werden.

Neben einer genauen Analyse der zu erwartenden thermischen und mechanischen Belastungen wurden eine Reihe spezieller Vorversuche durchgeführt, mit deren Auswertung entsprechende, im weiteren beschriebene Berechnungsmethoden bestätigt oder ergänzt werden konnten.

Zunächst werden die Grundlagen für die Testelementauslegung, der in der Brüterstudie vorgeschlagene Reaktor und eine Auswertung der Untersuchungen an ähnlichen Brennstoffen beschrieben. Anschließend wird kurz auf die physikalische Auslegung

des Reaktors eingegangen. Besondere Aufmerksamkeit wurde auf die Untersuchung der thermischen und mechanischen Belastungen gelegt, die in einigen Punkten nicht mit den üblichen Verfahren zu beschreiben sind. In einer Sicherheitsbetrachtung wird auf die erfaßbaren möglichen Fehlerabweichungen und die entsprechend eingeführten Sicherheitsfaktoren eingegangen. Die Extrapolierbarkeit der Versuchsergebnisse wird diskutiert und die Bestrahlungsmethode ausführlich mitgeteilt.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

2. Das Brennelement des Referenzentwurfs eines schwerwassermoderierten Thoriumreaktors

2.1 Beschreibung des Brennelements

Abbildung

Abb. 2-1 Das Brennelement des Referenzentwurfs

3. Beschreibung des Brennstoffes und Untersuchung bekannter Versuchsergebnisse mit ähnlichen Brennstoffen

3.1 Beschreibung des Brennstoffes für den Schwerwassermoderierten Thorium-Brutreaktor

3.1.1 Die Herstellung

3.1.2 Einfüllen des Brennstoffes in den Brennstab

3.1.3 Brennstoffkennwerte

3.2 Verfügbare Versuchsergebnisse mit ähnlichen Brennstoffen

3.2.1 Versuche mit gebrochenen, vibrationsverdichteten Uranoxid-Partikelschüttungen

3.2.2 Versuche mit gebrochenen, vibrationsverdichteten ThO_2 -Partikelschüttungen

3.3 Versuchsergebnisse der vorbereitenden Kapselbestrahlung

Abbildungen

Tab. 3-1 Zusammensetzung des Brennstoffes

Tab. 3-2 Maximal zulässige Verunreinigungen des Brennstoffs für die wichtigsten Elemente

Tab. 3-3 Zulässiger und erreichbarer Gasgehalt und Feuchte des Brennstoffs

Tab. 3-4 Versuchsergebnisse mit vibrationsverdichteten und vergleichbaren Brennstoffen

Tab. 3-5 Bestrahlungsdaten der Kapsel

Abb. 3-6 Querschliff des bestrahlten Brennstoffs

- 4. Beschreibung des Prototyp Testelements, seines Zwecks und der Anwendung
 - 4.1 Beschreibung des Testbettes im MZFR
 - 4.2 Zweck des Prototyp-Bestrahlungsversuchs
 - 4.3 Versuchsdaten und Extrapolierbarkeit der Versuchsergebnisse auf das "Full-Size" Reaktorelement
 - 4.4 Beschreibung des Prototyp-Testelementes
 - 4.4.1 Der Brennstoff
 - 4.4.2 Hüllrohr- und Strukturwerkstoff
 - 4.4.3 Elementkonstruktion
 - 4.4.3.1 Der Brennstab
 - 4.4.3.2 Die Tragstruktur
 - 4.4.3.3 Die Brennstabhalterung (Abstandshalter)
 - 4.4.3.4 Lösbare Verbindungen
 - 4.4.4 Zusammenstellung der Daten und Fertigungstoleranzen

Abbildungen

Tab. 4-1 Daten des Testbetts

Abb. 4-2 Anordnung und Bezeichnungen der Kühlkanäle des Testbettreaktors MZFR

Abb. 4-3 Vergleich der Auslegungsdaten von Prototyp-Testelement und Reaktorelement (600 MWe-Referenzentwurf)

Abb. 4-4 Prototyp-Brennstofftestelement, Modell 1:1

Abb. 4-5 Prototyp-Brennstofftestelement, obere Aufhängung

Abb. 4-6 Der Brennstab des Testelementes

Abb. 4-7 Das Prototyp-Brennstofftestelement

Abb. 4-8 Der Abstandshalter

Abb. 4-9 Der Drosselvorsatz

Tab. 4-10 Hauptabmessungen und Bestrahlungsdaten

Tab. 4-11 Fertigungstoleranzen für den Testelementbrennstab

- 5. Die physikalischen Grundlagen zur Auslegung von Reaktor und Testelement
 - 5.1 Der thermische Thorium-Uran-Brutprozeß
 - 5.2 Die Gitteranordnung des Elementes
 - 5.3 Die Flussverteilung im Testbettreaktor und Testelement
 - 5.3.1 Der im Testbettreaktor zur Verfügung stehende Fluß
 - 5.3.2 Die Flußverteilung im Testelement
 - 5.3.3 Die Flußverteilung in Reaktorgitter mit Testelement
 - 5.4 Die Leistungsfreisetzung im Testelement
 - 5.4.1 Berechnung der zeitabhängigen Nuklidkonzentration
 - 5.4.2 Der Abbrand
 - 5.4.3 Wirkungsquerschnitte und Neutronenspektrum
 - 5.4.4 Ergebnisse der Leistungsberechnung
 - 5.4.4.1 Das Umsetzen
 - 5.4.5 Gesamtleistung von Brennstab und TE
 - 5.4.5.1 Der Brennstab
 - 5.4.5.2 Das Testelement

Abbildungen

- Abb. 5-1 Eta für versch. Spaltstoffe
- Abb. 5-2 Radiale Flußverteilung im MZFR
- Abb. 5-3 Axiale Flußverteilung im MZFR und Testelement
- Abb. 5-4 Flußdepression im Testelement
- Abb. 5-5 Flußänderung im Reaktorgitter durch das Testelement
- Abb. 5-6 Flußänderung für konstante max. Nennleistung
- Abb. 5-7 Max. Nennleistung im Testelement in Abhängigkeit von Umsetzen und Einsatzzeit

- 6. Das Temperaturfeld im Brennstofftestelement
 - 6.1 Kühlmittelbedingungen
 - 6.1.1 Die Strömungsmessungen
 - 6.1.2 Die Kühlmitteltemperatur
 - 6.2 Temperaturdifferenz in der Grenzschicht
 - 6.3 Temperaturdifferenz im Hüllrohr
 - 6.4 Temperaturdifferenz im Übergangsbereich zwischen Hüllrohr und Brennstoff (Spalt)
 - 6.5 Temperaturverteilung im Brennstoff
 - 6.5.1 Die Wärmeleitfähigkeit
 - 6.5.1.1 Die Wärmeleitfähigkeit der Kugelschüttung
 - 6.5.1.2 Die Wärmeleitfähigkeit des Sinterkern
 - 6.5.2 Einfluss der radialen Wärmequellldichtevertelung im Thoriumbrennstoff
 - 6.5.3 Die axiale Wärmequellldichtevertelung
 - 6.5.4 Allgemeine Wärmequellldichtevertelung im Brennstoff
 - 6.5.5 Die Temperaturberechnung
 - 6.5.5.1 Mit radiusabhängiger Wärmequellldichtevertelung
 - 6.5.5.2 Mit radial konstanter Wärmequellldichtevertelung
 - 6.6 Die radiale Temperaturverteilung im Testelement

Abbildungen

- Tab. 6-1 Daten des Modellversuchs
- Abb. 6-2 Durchsatzkennlinie für das Testelement im Reaktor
- Abb. 6-3 Strömungswiderstände in den einzelnen Reaktorpositionen
- Tab. 6-4 Kühlmitteldurchsatz in den einzelnen Reaktorpositionen
- Abb. 6-5 Temperatur- und Leistungsverteilung im Testelement
- Abb. 6-6 Kugelschüttung am Brennstoffrand
- Abb. 6-7 Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffes
- Abb. 6-8 Querschliff von der Kapselbestrahlung
- Abb. 6-9 Isothermen im Brennstab

- 7. Hüllrohrbeanspruchung
 - 7.1 Der Hüllrohrwerkstoff
 - 7.2 Die chemische Hüllrohrbeanspruchung
 - 7.3 Mechanische Hüllrohrbeanspruchung
 - 7.3.1 Die Einzelspannungen im Hüllrohr
 - 7.3.1.1 Beanspruchung durch Außendruck des Kühlmittels
 - 7.3.1.2 Beanspruchung durch Spaltgasinnendruck
 - 7.3.1.2.1 Die örtlich entstehende Spaltgasmenge
 - 7.3.1.2.2 Das Modell für die örtlich aus dem Brennstoff austretende Spaltgasmenge
 - 7.3.1.2.3 Die Berechnung der örtlich freigesetzten Spaltgasmenge
 - 7.3.1.2.4 Die Anwendung des Freisetzungssmodells bei der Kapselbestrahlung und Vergleich mit den Versuchsergebnissen
 - 7.3.1.2.5 Der durch Spaltgasfreisetzung entstehende Innendruck
 - 7.3.1.3 Belastung durch Brennstoffschwellen
 - 7.3.1.4 Belastung durch Wärmedehnung des Brennstoffs
 - 7.3.1.5 Belastung durch Wärmespannungen im Hüllrohr
 - 7.3.2 Spannungsüberlagerung und Anstrengung im Hüllrohr
 - 7.3.2.1 Die zeitliche Abhängigkeit des Spannungsverlaufs
 - 7.3.2.2 Die örtliche Spannungsüberlagerung
 - 7.4 Kräfte im zusammengebauten Element
 - 7.4.1 Zugfestigkeit
 - 7.4.2 Druckfestigkeit
 - 7.4.3 Durchbiegung

Abbildungen

- Tab. 7-1 Mechanische Eigenschaften des Hüllrohrwerkstoffes
- Abb. 7-2 Verformung des Hüllrohres bei Außendruck
- Abb. 7-3 Belastungen im unrunder Hüllrohr bei Außendruck
- Abb. 7-4 Kristallgefüge im Bereich der Sintergrenze
- Tab. 7-5 Freigesetzte Spaltgasmenge im maximal belasteten Brennstab
- Abb. 7-6 Mittlere Flußverteilung in den Brennstäben der Kapselbestrahlung

Tab. 7-7	Gasgehalte der Brennstäbe aus der Kapselbestrahlung
Abb. 7-8	Spannungsverlauf im elastischen und teilplastischen Bereich
Abb. 7-9	Spannungsverlauf mit plastischer Verformung

8.	Die Sicherheit des Testelementes
8.1	Die Sicherheit des Wärmeübergangs zwischen Hüllrohr und Kühlmittel
8.1.1	Sicherheitsfaktoren für ausreichenden Kühlmitteldurchsatz
8.1.2	Die maximale Kühlmittelaufheizspanne in einem angenommenen Unterkanal und die Kühlmittelzustände
8.1.3	Die maximal mögliche örtliche Heizflächenbelastung und die resultierende DNB-Sicherheit
8.1.4	Die maximal mögliche örtliche Heizflächenbelastung bei Ausfall einer Reaktorkühlmittelpumpe und die resultierende DNB-Sicherheit
8.2	Die maximal mögliche Gesamtleistung des Testelementes
8.3	Die maximale Hüllrohroberflächentemperatur
8.3.1	Im Bereich unterkühlten Siedens
8.3.2	Im Bereich der Sättigung
8.4	Die maximale Brennstoffzentraltemperatur
8.5	Die Leistungskontrolle

Abbildungen

Tab. 8-1	Zusammenstellung der Sicherheitsfaktoren
----------	--

- 9. Bestrahlungsmethode
 - 9.1 Einsatz im Reaktor
 - 9.2 Erstes Anfahren des Reaktors mit dem Testelement
 - 9.3 Umsetzen des Testelementes
 - 9.4 Beendigung des Bestrahlungsversuchs
 - 9.5 Feststellen zu hoher Leistung beim ersten Anfahren
 - 9.6 Defektverhalten des Testelementes
 - 9.6.1 Mechanische Deformation
 - 9.6.2 Auftreten von Hüllrohrschäden
 - 9.6.3 Leistungsabweichung

Abbildung

Tab. 9-1 Leistungen und Kühlmittelverhältnisse in den einzelnen Reaktorpositionen

- 10. Quellennachweis

1. Einleitung

Der Thorium-Schwerwasserreaktor nützt das als Kernbrennstoff nicht direkt verwendbare Thorium über den Th-232 - Uran-233 - Zyklus aus.

Vermöge der guten Neutronenökonomie des Schwerwassers lassen sich diese Reaktoren zu fortgeschrittenen Konvertern und gegebenenfalls zu Brütern entwickeln. Ein derartiger Reaktor ist weitgehend von Preisentwicklungen am Spaltstoffmarkt unabhängig und gestattet eine Ausnutzung der gewaltigen, in der Natur vorkommenden Thoriumreserven, so daß er einer drohenden Verknappung der natürlichen Spaltstoffreserven entgegen wirkt. Die bereits gut entwickelte Technologie von wassergekühlten Reaktoren liefert günstige Voraussetzungen für eine frühe Einsatzbereitschaft und verspricht wirtschaftlichen Betrieb auch noch nach dem Einsatz der ersten Generation schneller Brüter./1-5/

Unter den heutigen Verhältnissen ergeben sich minimale Brennstoffkreislaufkosten für einen Zyklus ohne Wiederaufarbeitung des Brennstoffs, bei dem Abbrände von 50 000 bis 60 000 MWd/t Schwermetall erreicht werden. Die Konversionsrate liegt insgesamt bei 0,85 - 0,9./6/

Der Verwendung des Thoriums kommt beim Übergang zu höheren Konversionsraten noch größere Bedeutung zu. Konversionsraten um "1" erscheinen jedoch nur dann wirtschaftlich, wenn durch Konstruktion und Art von Brennelement und Brennstoff eine billige und möglichst automatische Behandlung des hochaktiven Brennstoffs möglich wird.

Das in dieser Arbeit beschriebene Brennelement bietet durch seine offene Gitterstruktur mit lose eingesetzten Brennstäben, in die nach dem Sol-Gel-Verfahren hergestellte kugelförmige

Brennstoffpartikel einvibriert werden, die besten Voraussetzungen für eine automatische Fertigung. Gleichzeitig lassen sie sehr gute Abbrandeigenschaften erwarten.

2. Das Brennelement des Referenzentwurfs eines schwerwassermoderierten Thoriumreaktors

Das Brennelement des Thoriumreaktors, für welches das vorliegende Prototyp-Brennstofftestelement einen ersten Nachweis seiner Funktionstüchtigkeit in einer Langzeitbestrahlung bringen soll, weist bezüglich der allgemeinen Entwicklung von Brennelementen für Wasserreaktoren vier bekannte Merkmale auf, und zwar

- 1) die Anwendung von Oxiden als Brennstoff
- 2) die zu einem Bündel zusammengefaßten runden Brennstoffstäbe
- 3) der sparsame Umgang mit Strukturwerkstoffen (kastenlose Brennelemente)
- 4) die Anwendung von Zirkon als Strukturwerkstoff im Kernbereich.

Zu diesen vier Grundmerkmalen kommen zwei wesentliche hinzu, die den Hauptteil der vorliegenden Arbeit mit den entsprechenden Vorversuchen ausmachen, und zwar

- 5) die wesentlich aufgeweitete Gitterstruktur, wodurch eingehende Untersuchungen zum Wärmeübergang erforderlich wurden, und
- 6) der in Form kugelförmiger Partikel in den Brennstab einvibrierte Brennstoff.

Hier unterscheidet sich das Element wesentlich von den üblichen, mit Brennstofftabletten gefüllten Brennstäben. Die notwendig sehr eng tolerierte Maßhaltigkeit der Brennstofftablet-

ten, die für automatische Handhabung im Recycling weitgehend ungeeignete und aufwendige Fertigungsmethoden voraussetzt, wird durch das einfache Einfüllen der im Sol-Gel-Prozeß gewonnenen Kugelpartikel ersetzt. Es ergibt sich zusätzlich ein Leervolumen, das sich nach bisherigen Erfahrungen als optimal für hohe Abbrände erweist (Abschn. 3).

Für die Brennstabauslegung ergeben sich jedoch neue Gesichtspunkte sowohl für die Berechnung des Temperaturfeldes (Abschn.6) als auch insbesondere für die Hüllrohrbeanspruchung (Abschn.7). Zusätzlich ist für den Thoriumbrennstoff eine spezielle Abschätzung der austretenden Spaltgase zu entwickeln.

Für das Testelement wurden zu den üblichen Studien und Berechnungen daher die notwendigen Berechnungsmethoden vorgeschlagen. Um eine ausreichende Bestätigung hierfür zu erhalten, wurden eine Reihe von Vorversuchen durchgeführt und für das Testelement ausgewertet.

2.1 Beschreibung des Brennelements des Referenzentwurfs

Die Brennelemente⁺⁾ (siehe Abb. 2-1) sind kastenlos ausgeführt. Da die mit einer losen Schüttung gefüllten Brennstäbe keine große Festigkeit aufweisen, dienen vier Winkelträger an den Ecken als Versteifung. Gleichzeitig sind sie als Gleitkante für den Brennelementwechsel ausgebildet.

Die Regelstabführungsrohre tragen zusätzlich zur Versteifung des Brennelementes bei.

Infolge der großen Brennstababstände und der geringen Kühlmittelgeschwindigkeit können die Strukturteile materialsparend ausgeführt werden, da einerseits weniger scharfe Forderungen in der Toleranz der Brennstababstände aufgestellt werden müssen, andererseits geringere Belastung durch die Strömung zu erwarten ist.

Die Ausführung der Abstandshalter hängt von den Versuchsergebnissen mit dem Testelement ab. Vorgesehen sind Vollzirkon-ausführungen, bei denen durch Aufsetzen von Noppen und Noppenringen auf dem Brennstab die Reibung am Hüllrohr vermieden und dadurch Hüllrohrschäden durch mögliche Reibkorrosion ausgeschaltet werden sollen.

Die Brennstäbe sind Gegenstand der Prototyp Testelement-Untersuchung. Sie sollen mit freitragenden Hüllrohren aus Zry-4 ausgeführt werden. Der Brennstoff wird in das Hüllrohr in voller Länge einvibriert. Wegen des hohen Abbrandes bleibt ein Teil des Hüllrohres zur Aufnahme der Spaltgase frei. Der Brennstab ist an beiden Enden durch Endkappen gasdicht verschweißt.

⁺⁾ Vorentwurf in der D₂O-Thorium-Brüterstudie /7/

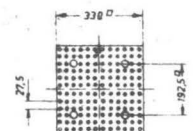
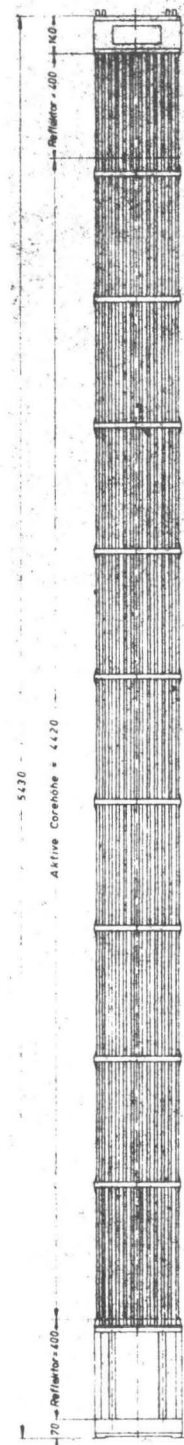
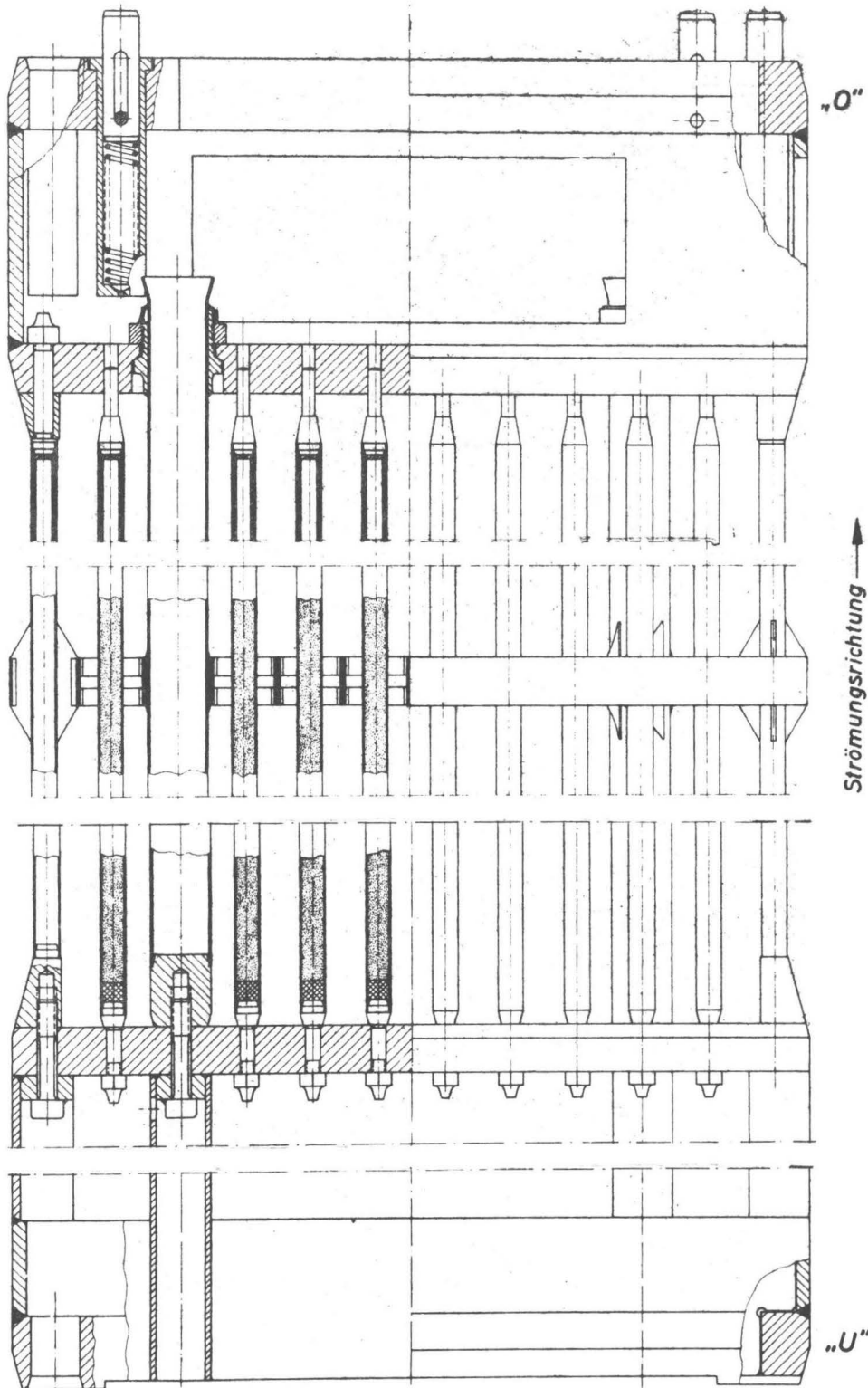


Abb. 2-1

Brennelement des
600 MWe-Reaktors

3. Beschreibung des Brennstoffs und Untersuchung bekannter Versuchsergebnisse mit ähnlichen Brennstoffen

Die Anwendung des Thoriums als Reaktorbrennstoff bringt in der oxidischen mit Uran leicht mischbaren Form bereits eine Reihe von Vorzügen gegenüber dem oxidischen Uran mit. Neben einem höheren Schmelzpunkt, der allerdings teilweise durch eine etwas geringere Wärmeleitfähigkeit kompensiert wird, ist sein besonders günstiges Schwellverhalten bei hohen Abbränden hervorzuheben, das in den bisher durchgeführten Versuchen bestätigt wird. Einen zusätzlichen Ausgleich für die Brennstoffschwellung bietet die Porosität einer Brennstoffschüttung, die gleichzeitig, wie anhand von Versuchen bereits nachgewiesen werden konnte, eine hervorragende Kompensation der unterschiedlichen Wärmedehnungen darstellt.

Die Porosität wird durch eine vibrationsverdichtete Schüttung von kleinen kugelförmigen Brennstoffpartikeln erzielt. (Beschreibung Abschnitt 3.1). Die Kugelform bietet dabei Gewähr für eine besonders gleichmäßige Dichte der Schüttung und verringert die Beanspruchung des Hüllrohres gegenüber scharfkantigen, gebrochenen Partikeln. Die Auswahl kugelförmiger Brennstoffpartikel gegenüber den bereits bekannten gebrochenen Partikelschüttungen wurde jedoch entscheidend beeinflusst durch die günstige Oberflächenbeschaffenheit der nach dem Sol-Gel-Verfahren hergestellten Teilchen, deren Vorteil sich in einer bedeutend geringeren Gasadsorption an der Brennstoffoberfläche äußert.

Von seiten der Fertigung steht ihrer Anwendung nichts im Wege, da das gleiche Herstellungsverfahren auch für den Kern von beschichteten Teilchen (coated particles), wie sie in gasgekühlten Hochtemperaturreaktoren eingesetzt werden, von großem Interesse ist. Es kann daher infolge der großen Mengen mit wirtschaftlicher Fabrikation gerechnet werden.

Eine Schüttung kugelförmiger Thorium-Partikel wurde bisher noch keiner Bestrahlung unterzogen. So wurden zunächst Bestrahlungsversuche mit ähnlichen Brennstoffarten auf Ergebnisse untersucht, die Hinweise auf das Brennstoffverhalten auch von Kugelschüttungen geben konnten.

Die vorgefundenen Ergebnisse (Abschnitt 3.2) ließen es vorteilhaft erscheinen, als Vorbereitung für das Prototypbrennelement eine Kurzzeitkapselbestrahlung durchzuführen, deren Auswertung /8/ als wesentliche Grundlage für Berechnung und Auslegung des Testelementes herangezogen werden konnte (Abschnitt 3.3).

3.1 Beschreibung des Brennstoffes für den schwerwassermoderierten Thorium-Brutreaktor

3.1.1 Die Herstellung

Die kugelförmigen Brennstoffpartikel werden nach dem Sol-Gel-Verfahren hergestellt./9/⁺

Durch geeignete Wahl der einzelnen Parameter beim Eintropfen werden nahezu rißfreie hochdichte Partikel gewünschter Größenbereiche erzielt (Ausfall < 1%). Daraus lassen sich - je nach Forderung bei der Vibrationsverdichtung - enge Kornfraktionen aussieben. Die beiden für Brennstäbe gewünschten Größenbereiche konnten mit einer Ausbeute von etwa 45% bzw. 51% hergestellt werden./9/ Wie neueste Ereignisse zeigen, sind jedoch bereits Ausbeuten bis über 90% erreichbar, die für eine wirtschaftliche Fertigung notwendig sind./10/

⁺) Die Versuche zur Herstellung der Brennstoffpartikel sowie zur Vibrationsverdichtung wurden von der Firma Nukem-Nuklear-Chemie, Hanau, durchgeführt.

3.1.2 Einfüllen des Brennstoffes in den Brennstab

Über die Schüttung kugelförmiger Partikel sind bereits einige Arbeiten bekannt./11,12/ Um den Forderungen für das Testelement zu genügen, wurden jedoch spezielle Versuche mit dem Ziel durchgeführt, durch geeignete Wahl von Partikelgrößen, Anzahl der Fraktionen und deren Korngrößenbereich sowie mit geeigneten Vibrationsmethoden eine möglichst gleichmäßige Dichte von 85% zu erzielen./ 9 / (Diese Packungsdichte entspricht bei den vorgegebenen Partikeldichten einer theoretischen Dichte von 82%).

Unter folgenden Voraussetzungen konnte eine Dichteschwankung kleiner $\pm 1\%$ erzielt werden:

Anzahl der Fraktionen: 2

Korngrößenbereich

Feinfraktion 33 - 100 μ Ø

Grobfraktion 630 - 1000 μ Ø

Vibriert wurde mit Netzfrequenz von 50 Hertz und einer Beschleunigung von etwa 10 g. Zunächst wurde die Grobfraktion (Anteil 75%) einvibriert. Anschließend wurde die Feinfraktion (Anteil 25%) durch ein Sieb eingefiltert. Das Sieb diente zugleich als Niederhalter für die Grobfraktion. Partikelbruch trat praktisch nicht auf.

3.1.3 Brennstoffkennwerte

Die an den Brennstoff gestellten Forderungen, die sich hauptsächlich auf die Verunreinigungen, die Feuchte und auf gleichmäßige Zusammensetzung beziehen, konnten in den meisten Fällen unterboten werden. Es wurden die in den folgenden Tabellen 3-1 bis 3-3 zusammengestellten Spezifikationen für den Brennstoff aufgestellt:

Tabelle 3-1: Maximal zulässige Verunreinigungen des Brennstoff für die wichtigsten Elemente in ppm

Bor	< 0,1	Gadolinium + selt. Erden	< 0,15	Kohlenstoff	< 100
Cadmium	< 0,1	Mangan	< 20	Fluor	< 50
Chlor	< 20	Kobalt	< 60	Stickstoff	< 30

Tabelle 3-2: Zulässiger und erreichbarer Gasgehalt und Feuchte des Brennstoffes

		Spezifikation	Ergebnisse nach Fertigung (32)	
			normal	nach Lagerung an Luft
Gasgehalt	Grobfraktion	< 0,05	0,012	-----
N cm ³ /g Oxid	Feinfraktion	< 0,1	0,011	-----
Feuchte	Grobfraktion	< 20	16	22
ppm	Feinfraktion	< 50	8	70

Tabelle 3-3: Zusammensetzung des Brennstoffes

	Grobfraktion	Feinfraktion
Größe der Partikel	630-1000 μ	33-100 μ
Anteil der Partikel	75%	25%
geometrische Partikeldichte	95%	98%
Urananreicherung des Brennstoffs	2,15 \pm 0,1%	
Anteil der Uran-235-Isotope im Uran	93 \pm 0,2%	

3.2 Verfügbare Versuchsergebnisse mit ähnlichen Brennstoffen

Abgesehen von den Kapselbestrahlungen (Abschn. 3.3) wurden bisher keine Bestrahlungsexperimente mit kugelförmigen Brennstoffpartikeln bekannt.

Die Versuche mit gebrochenen Brennstoffpartikeln wurden bereits Anfang der sechziger Jahre begonnen./13,14/ Man erstrebte geringere Brennstoffdichte zur Kompensation des Brennstoffschwellens bei höheren Belastungen und erwartete einfachere vollautomatische Handhabung bei der Brennstabfertigung. Dafür mußte der negative Einfluß der Dichteverringerung auf das Verhältnis von Hüllrohrvolumen zu Brennstoffvolumen in Kauf genommen werden. Die mögliche Erhöhung der spezifischen Brennstoffleistung durch Reduzieren der Brennstoffdichte ist jedoch für die Wirtschaftlichkeit des Thoriumreaktors von größerer Bedeutung als für die Wirtschaftlichkeit des Uranreaktors./6/ Deshalb eignet sich diese Brennstoffmodifikation hier besonders.

Es stehen eine Reihe von Versuchsergebnissen mit vibrationsverdichteten Partikeln, die gebrochen als Granulat vorlagen, zur Verfügung. Diese Versuche können im Hinblick auf den

vorliegenden Brennstoff ausgewertet werden. Die Sintereigenschaften, die Wärmeleitfähigkeit -zumindest des Sinterkerns-, die Spaltgasfreisetzung sowie weitgehend das Schwellverhalten und die Hüllrohrbeanspruchung lassen Schlüsse auf das zu erwartende Verhalten der vibrationsverdichteten Kugelschüttung zu.

3.2.1 Versuche mit gebrochenen, vibrationsverdichteten Uranoxid-Partikelschüttungen

Sucht man zunächst Auskunft über das Verhalten von Partikelschüttungen bei hohen Stabileistungen und die dadurch wirksame mechanische Belastung des Hüllrohres, so erhält man aus den Bestrahlungen von Uranoxidpartikeln bereits eine Reihe von Hinweisen. Insbesondere ist der Einfluß der Schüttdichte auf das Brennstoffverhalten auf Thoriumbrennstoffe übertragbar.

Eine entsprechende Versuchsreihe der General Electric in Zusammenarbeit mit Euratom /13/ galt der Untersuchung extremer Stabileistungen mit teilweise geschmolzenem Brennstoff.

Gute Ergebnisse zeigten die vibrationsverdichteten Brennstofffüllungen, wobei sich die hiermit erreichbare Brennstoffdichte als nahezu optimal erwies.

Die Fertigung der Brennstoffpartikel und das Einfüllen müssen jedoch mit besonderer Sorgfalt durchgeführt werden, um die Gasadsorption der spezifisch großflächigen und rauhen Brennstoffpartikel niedrig zu halten.

Mit diesen Voraussetzungen wurden keinerlei Schäden an derartigen Brennstäben auch bei extremen Stabileistungen festgestellt.

Zwei Brennstäbe mit vibrationsverdichteten Brennstoffschüttun-

gen wurden bei einer maximalen Belastung von 1520 W/cm, bei 161 Lastzyklen bis 20 000 MWd/t Schwerm. abgebrannt (siehe Tabelle 3-4). Die Nachbestrahlungsuntersuchung zeigte keinerlei Schäden und keine Dimensionsänderungen des Hüllrohres. Eine kleine Randzone des Brennstoffes blieb ungesintert. Der Sinterkern zeigt die üblichen Quer- und Längsrisse. Bei häufigen Lastwechseln dämpft die ungesinterte Randzone möglicherweise die Spannungen zwischen Brennstoff und Hüllrohr. Etwa ein Anteil von 40 bis 50% des Brennstoffes war geschmolzen. Eine stark ausgeprägte zentrale Höhlung mit zunehmendem Durchmesser zum oberen Brennstabende weist auf Fließen des geschmolzenen Brennstoffes in den unteren Brennstabbereich hin. Entsprechend sind mittels γ -scan einzelne Spaltprodukte im unteren Brennstabteil konzentriert nachweisbar.

Eine besondere Bedeutung der adsorbierten Restgase und der Feuchte des Brennstoffes zeigt sich in den Bestrahlungsversuchen der Firma Nukem im Reaktor Halden, Norwegen./15/ Hier wurden gebrochene Partikel in einem weiten Größenbereich (78-3330 μ m) in Zirkaloy-2-Hüllrohre relativ großen Durchmessers (Innendurchmesser 14 mm) einvibriert. Bei maximaler linearer Heizleistung von 675 W/cm versagten jedoch die Hüllrohre bereits nach kurzer Einsatzzeit, und zwar gleichzeitig an mehreren Stellen. Dabei wurden hohe Hydridkonzentrationen im Bereich der Bruchstellen beobachtet. Man vermutet einen allerdings nicht nachweisbaren Angriff auf die Hüllrohrinnenfläche durch die scharfkantigen Partikel beim Vibrieren, wodurch das sehr große Wasserstoffangebot von seiten der Brennstofffeuchte (bezogen auf das Hüllrohrvolumen etwa 20-fach gegenüber den hier beschriebenen Brennstoffstäben) zu einer örtlich konzentrierten Hydrierung des Hüllrohrs führte./15/ (Dabei konnten auch Einflüsse der Temperaturen als auch eine allgemein hohe Hydridaufnahme der Hüllrohre beobachtet werden). Mit den kugelförmigen Partikeln geringer Gasadsorption werden diese beiden Bedingungen wesentlich verbessert.

Tabelle 3 - 4

Versuchsergebnisse mit vibrationsverdichteten und vergleichbaren Brennstoffen

Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20					
Hersteller	G.E.		O.R.N.L.														KFA - Siemens		Prototyp-Testelement						
Bezeichnung	12GV 12 FV		ORR-Loop		MTR-I				ETR-I			MTR II 2 Stäbe		MTR III 6 Stäbe		ETR II 6 Stäbe		ETR III 6 Stäbe		MTR		RBE	RBE	T-1 bis T-4	T-5 bis T-12
Brennstoff	UO ₂ , gebrochen, vibr.-verdichtet		UO ₂ , gebrochen, vibr.-verdichtet		(Th+4%U)O ₂ , gebrochen, vibrationsverdichtet				(Th+5%U)O ₂ , gebrochen, vibrationsverdichtet			(ThU)O ₂ gebrochen, vibrat.-verd.		(ThU)O ₂ gebrochen, vibrat.-verd.		(ThU)O ₂ gebrochen, vibrat.-verd.		(ThU)O ₂ Pellets		(Th+4%U)O ₂ Kugelpartikel vibr.-verd.		(Th+2%U)O ₂ Kugelpartikel vibr.-verd.			
Hüllrohrwerkstoff (max. Hüllrohrtemp. °C)	Zry-2 (260 °)		(347°) (387°)		Stahl				Stahl (210° innen, 100° außen)			Stahl		Zry		Stahl		Zry-4 (390 °)		Zry-4 (380 °)					
max. lin. Heizleistung W/cm	1460	1530	410	585	388	419	347	507	1050	1044	1103	600	820	630	770	652	595	635	492	525					
Abbrand MWd/ISM·10 ⁻³	20,6	19,5	4,81	6,88	42,1	71,0	40,2	81,0	20,4	20,0	22,0	100		30-100	10-70	119,4	2,07	2,49	56	60					
Adsorb. Restgasgehalt der Partikel Ncm ³ /gr					0,3				0,3									0,012		0,012					
Partikelgröße µm	2		etwa wie MTR I		60 Gew% 1000 - 1650 15 Gew% 100 - 220 25 Gew% 70				60 Gew% 1000 - 1800 15 Gew% 150 - 220 25 Gew% 70			etwa wie ETR I		etwa wie ETR I		-	75 Gew% 630 - 750 25 Gew% 33 - 80	75 Gew% 630 - 1000 25 Gew% 33 - 100							
Brennstoffdichte (Schmierd. %TD)	83	85	85,6	85,5	85,6	85,5	86,2	85,5	88,1	89,4	85,1	88-89	86-89	90	88	93	81,68	81,15	82						
Maße mm Länge Außen Ø Wandstärke	760 14,3 0,82				287 7,97 0,635				305 11,1 0,635			570 8 0,6	300 11 0,6	480 13 0,9		wie MTR I	300 11,7 0,6		3000 11,7 0,6						
Wärmeleitfähigkeitsintegral max ∫Δdt					41,9 44,7 38,4 52,7											65,4									
a) bis Zentrum bzw.																									
b) bis zentr. Loch			30,9	40,8					63,0	66,4	61,3							49,4	50,1						
c) bis Stengelkristallbild.	20 - 25 (geschätzt)		22,8	23,9					35,8	24,6	28,2														
d) bis gleichw. Kornw.			17,5	20,3					34,7	19,8	25,3														
Spaltgasfreisetzung in %	(119)		77,0	25,0	7,2	6,4	13,2	17,0	38	28	21					22,8	28	32							
Bemerkungen	40 - 50 % geschmolzener Brennstoff				Hoher Abbrand bei mittlerer Belastung. Minimale Spaltgasfreisetzung				Hohe Belastung, mittlerer Abbrand, vergleichsweise geringe Spaltgasfreisetzung			in Pile		in Pile		geringe Spaltgasfreisetzung									

Zusammenfassend kann aus diesen Versuchsreihen für die vibrationsverdichtete Brennstoffschüttung mit kugelförmigen Partikeln geschlossen werden.

- 1.) Die Dichte der Kugelschüttung ist bezüglich der Hüllrohrbelastung und der Schwell- und Dehnungseffekte von großer Bedeutung. Die vorgesehene Dichte von 82% TD liegt jedoch im optimalen Bereich.
- 2.) Ein kleiner geschmolzener Brennstoffanteil bewirkt keine Schädigung des Hüllrohrs. Berücksichtigt man die höhere Schmelztemperatur und die geringere Abbrandschwellrate des Thoriumbrennstoffes, so sind auch bei gründlichen Sicherheitsbetrachtungen sehr hohe Brennstoffleistungen zulässig.
- 3.) Eine Schädigung des Hüllrohrs durch häufige Lastwechsel ist nicht nachweisbar, auch eine geringfügige Brennstoffkonzentration und damit eine Dichteerhöhung im unteren Brennstabbereich hat selbst bei häufigen Lastwechseln keine Auswirkungen auf das Hüllrohr.

3.2.2 Versuche mit gebrochenen, vibrationsverdichteten ThO₂-Partikelschüttungen

Genauere Auskunft über den Brennstoff Thoriumoxid - der zumeist eine Anfangsanreicherung von einigen Prozent (U-235)O₂ enthält - erhält man aus einer sehr vielseitigen und umfassenden Versuchsreihe des Oak Ridge National Laboratory./14,16/ Diese Studien befassen sich auch mit der Brennstoffertigung und der Vibrationstechnik. Gegenüber bei diesen Versuchen erzielten Ergebnissen der Brennstoffertigung kann bereits hier besonders die

geringe Restgasadsorption der kugelförmigen Sol-Gel-Partikel im Vergleich zum Granulat hervorgehoben werden. So muß der Restgasanteil des Granulats noch mit etwa dem 30-fachen gegenüber dem mittleren Gehalt der Kugelpartikel angenommen werden.

Die Bestrahlungsergebnisse geben weitgehend Auskunft

- a) über das belastungsabhängige Verhalten des Brennstoffes wie Sintern und Änderungen der Mikrostruktur, wodurch Rückschlüsse auf die Temperaturverteilung möglich sind, und
- b) über das Abbrand- bzw. zeitabhängige Verhalten, das Auskunft über Brennstoffstabilität, Brennstoffschwellen und Spaltgasfreisetzung gibt.

Zu a)

Bei den Bestrahlungen im Engineering Test Reaktor (Tabelle 3-4, Spalten 9 bis 11) mit Belastungen bis 1100 W/cm konnte noch kein Brennstoffschmelzen nachgewiesen werden. Zentrale Höhlung, Sinterkern und ungesinterte Randzone entsprechen den Versuchen mit UO_2 . Ein Vergleich der Wärmeleitintegrale läßt trotz einiger Unsicherheiten darauf schließen, daß vibrationsverdichtete Thoriumoxidbrennstoffe bei gleichen Änderungen der Mikrostruktur und gleicher Spaltgasfreisetzung einer nahezu 40% höheren mittleren Stabileistung widerstehen als vibrationsverdichtete Uranoxidbrennstoffe./17/

Bei diesen hohen Stabileistungen wurde ein mittlerer Abbrand von 22 000 MWd/t Schwerm. erreicht. Die Nachbestrahlungsuntersuchung zeigte keinerlei Hüllrohrschäden.

Zu b)

Ein weit höherer Abbrand von 81000 MWd/t Schwerm. wurde bei den Versuchen im Material-Test-Reaktor erzielt. Dabei lag die Brennstabileistung bei maximal 500 W/cm.

Die globale Brennstoffschwellung des ThO_2 lag gegenüber ver-

gleichbaren Bestrahlungstests mit UO_2 beträchtlich niedriger. Damit wird die physikalische Abschätzung bestätigt, die durch eine Volumenschrumpfung beim Brutprozeß von Th-232 in U-233 eine geringere Brennstoffschwellung als bei Uran mit dem entsprechenden U-238-Zyklus erwarten läßt. Die Brennstoffschwellung insgesamt kann durch die Porosität des Brennstoffes nahezu kompensiert werden. Daher lagen auch die Hüllrohrabmessungen nach der Bestrahlung noch im Bereich der Fertigungstoleranzen.

Zusammenfassend kann für die vibrationsverdichtete Kugelschüttung gesagt werden:

Die Porosität der Partikelschüttung bietet Gewähr, daß selbst bei höchsten Abbränden keine unzulässigen Hüllrohrspannungen durch Brennstoffschwellen zu erwarten sind. Selbst bei sehr hohen Stableistungen und damit Temperaturen bis zum Brennstoffschmelzen ist eine Hüllrohrschädigung nicht zu erwarten, wenn ausreichende Porosität zum Ausgleich der Dehnungsdifferenzen zur Verfügung steht. Die besseren Eigenschaften des Thoriumoxid-Brennstoffes gegenüber Uranoxid lassen ausserdem höhere Belastungen oder größere Sicherheiten zu.

3.3 Versuchsergebnisse der vorbereitenden Kapselbestrahlung

Mit dem für das Prototyp-Testelement vorgesehenen Brennstoff wurde eine Kurzzeitbestrahlung im FRJ-2 durchgeführt.⁺⁾ Mit erhöhter Stableistung sollten einige Annahmen bestätigt werden, die den Berechnungen für das Brennelement zugrunde liegen. Die

^{+) Die Bestrahlung wurde im Rahmen der Schwerwasser-Brüterstudie angeregt. Der Brennstoffstab wurde von der Firma Nukem - Nuklearchemie Hanau - nach den Erfordernissen für das Testelement hergestellt, die Bestrahlung lag in Händen von Herrn Dipl.Ing. K. Reichert am Institut für Reaktorbauelemente der KFA Jülich. /18/ Die Nachbestrahlungsuntersuchung erfolgte in den Heißen Zellen der KFA Jülich, eine ausführliche Zusammenstellung der Ergebnisse ist zu finden in /8/.}

Ergebnisse geben weiterhin Aufschluß über die Vergleichbarkeit des Brennstoffes mit den zuvor angeführten Brennstoffbestrahlungen und seine günstigeren Eigenschaften.

Bis auf die Länge der bestrahlten Kapsel entsprachen die Abmessungen dem Brennstabentwurf. Leistung und Kühlmitteltemperatur waren angehoben, um aus der stärkeren Belastung eine etwas höhere Sicherheit für die Langzeitbestrahlung ableiten zu können. Die Bestrahlungsbedingungen sind in Tabelle 3-5 zusammengestellt.

Tabelle 3-5: Wichtigste Bestrahlungsdaten der Kapsel.

Brennstoff: (Th/U)O₂-Sol-Gel Partikel, 82% theor. Dichte)

Anzahl der Stäbe: 2

Leistung der Stäbe:

Stab 1 (RBE-26)	570-635 W/cm
Stab 2 (RBE-25)	360-595 W/cm

Bestrahlungsdauer: 25,17 d

D₂O-Druck: 120 atü

Hüllrohroberflächentemperatur: 340°C

Abbrand (Stab 1): 2,49 MWd/t Schw.

Während der Bestrahlung wurde die Gesamtleistung über Kühlmitteldurchsatz und -Temperatur gemessen. Außerdem wurden Aktivitätskontrollen durchgeführt. Die Nachbestrahlungsuntersuchung umfaßte Dimensionsuntersuchungen, Spaltgasfreisetzung, Gamma-Spektren- und Gamma-Scan-Aufzeichnung sowie metallografische Untersuchungen.

Bei den Dimensionsmessungen konnten Hüllrohrdurchmesseränderungen festgestellt werden, die im Bereich von schwer zu entfernenden Hüllrohrablagerungen lagen und nur bedingt auf eine Aufweitung von etwa 20 µm schließen lassen. Die Ablagerungen stamm-

ten aus dem primären Kühlkreislauf und stehen nicht in Zusammenhang mit üblichen Hüllrohrbeanspruchungen. Hüllrohrschäden wurden nicht festgestellt.

Das Brennstoffverhalten ist aus dem Querschliff (Abb. 3-6) ersichtlich. Dieser Querschliff, an der Stelle maximaler Stabileistung abgenommen, zeigt, wie auch Schliffe an anderen Stellen, eine ausgesprochen scharfe Abgrenzung des Sinterkerns und ermöglicht eine gute Kontrolle der in Abschnitt 6 gemachten Annahmen.

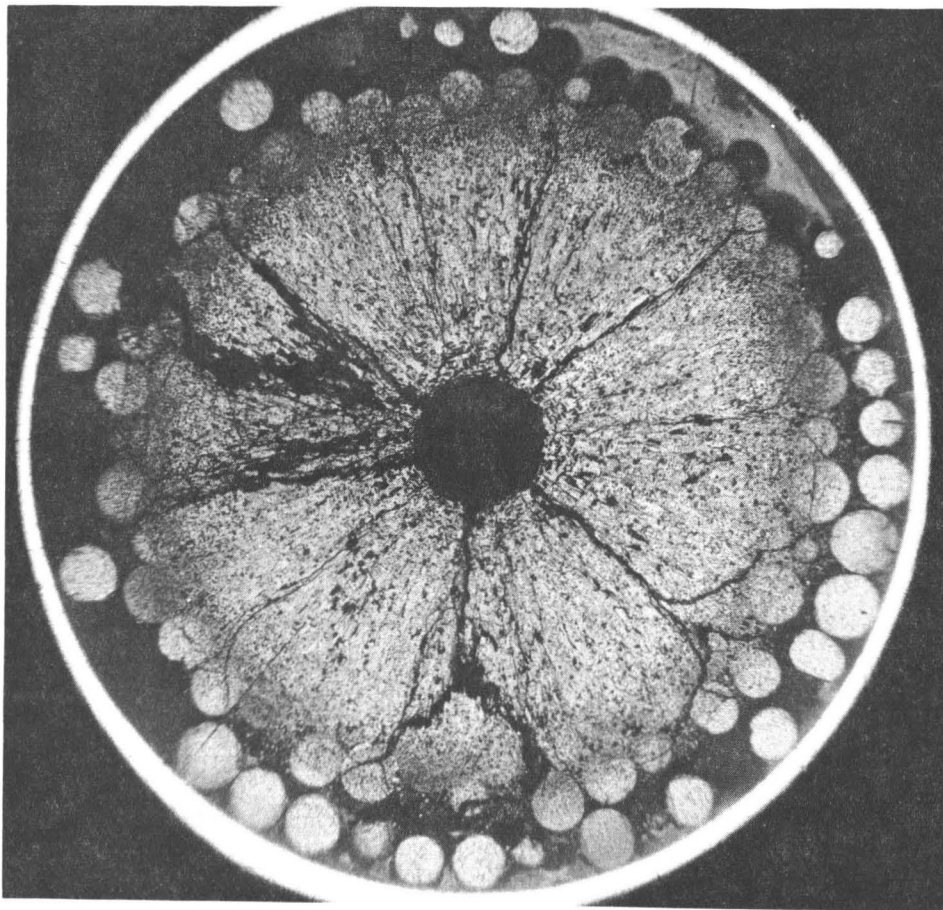


Abb. 3-6 Querschliff des bestrahlten Brennstoff
 $q' = 635 \text{ W/cm}$

Die Randzone zeigt keinerlei Sintereffekte. Die Partikel liegen lose entsprechend der unbestrahlten Schüttung. Diese Beweglich-

keit der Partikel in der Randzone zeigt, daß besondere Aufmerksamkeit auf das Hüllrohrverhalten gelegt werden muß, da bei größeren Hüllrohrbrüchen ein Austreten der Brennstoffpartikel in den Kühlkreislauf zu erwarten ist.

Außer der Sintergrenze können weitere Isothermen wie Kristallstrukturänderungen, Größe der Gaseinschlüsse oder verschiedene Sintergrade beobachtet werden. Hierdurch wird eine Abschätzung der Spaltgasfreisetzung (Abschn. 7.3.1.2.2) ermöglicht.

Die Rissbildung an der Sintergrenze, die oft eine lose Partikelhälfte vom Sinterkern trennt, weist auf hohe innere Kräfte, wahrscheinlich durch hohe Temperaturgradienten beim Abkühlen, und auf ein sprödes Brennstoffverhalten, zumindest in einzelnen Temperaturbereichen hin.

Die chemische Untersuchung wie auch die γ -scans weisen wieder auf eine Wanderung des Spaltstoffes zu den kälteren Zonen hin. Dieser Effekt verspricht eine nicht unterwünschte Verlagerung der Leistungsdichte zu den Randzonen, also eine Abflachung des Temperaturprofils im Brennstoff. Entsprechende out-of-pile-Untersuchungen bestätigen diese Wanderung, /19/ jedoch sind quantitative Aussagen nur schwer auf das Brennelement übertragbar.

Ebenso ist eine geringfügige Verlagerung der Spaltprodukte zu beobachten, die teils durch die entsprechend der Uranverlagerung höhere Spaltrate in der Randzone, teils durch Gasdiffusion oder Schwerkraft zu erklären ist. Diese Erscheinung ist aus anderen Versuchen bekannt.

Faßt man nochmals alle Versuchsergebnisse zusammen, so wurden die gemachten Annahmen weitgehend bestätigt. Der Thoriumbrennstoff einerseits und die günstige Dichte durch die Porosität der Schüttung andererseits ergänzen sich zu günstigem Schwellverhalten. Die gute thermische Belastbarkeit wird bestätigt und

die geringe Porosität der Partikel reduziert den Restgasanteil des unbestrahlten Brennstoffes so weit, daß eine Innenkorrosion des Hüllrohrs nicht zu erwarten ist.

4. Beschreibung des Prototyp-Testelements, seines Zweckes und der Anwendung

Sinnvoller technischer und finanzieller Aufwand setzen eine vernünftige Beschränkung der Versuchsauslegung voraus, die einerseits eine vollständige Auswertbarkeit der Versuchsergebnisse garantiert, andererseits aber die Auswahl des Testbetts und der Versuchsparameter nicht unnötig erschwert oder verteuert. Derartige Einschränkungen konnten durch die Wahl des MZFR als Testbett weitgehend auf einige konstruktive Maße, auf die Anzahl der Brennstäbe und auf eine kleine Verringerung von Kühlmitteltemperatur und Druck beschränkt bleiben. Soweit eine Beeinflussung der Versuchsergebnisse dadurch zu erwarten ist, wurde die Elementauslegung durch Anpassen der entsprechenden Parameter an diese neuen Verhältnisse angeglichen.

Die danach notwendige Extrapolation der Versuchsergebnisse auf das Reaktorelement wird anhand des Versuchsziels untersucht. (Abschn. 4.3 und 4.4). Die Auslegungsbedingungen und die daraus entwickelte Ausführung werden zunächst kurz beschrieben.

4.1 Beschreibung des Testbettes im MZFR

Der MZFR - Mehr-Zweck-Forschungs-Reaktor in Karlsruhe ist ein schwerwassermoderierter und -gekühlter Natururanreaktor mit einem dieser Reaktortypen eigenen hohen thermischen Neutronenfluß von maximal $2,76 \cdot 10^{14}$ Neutronen/cm² s.

Moderator- und Kühlmittelanteil werden durch innere Kühlkanäle strömungsmäßig getrennt. Kühlmittel und Moderator stehen unter gleichem Systemdruck. Die einzelnen Kühlkanäle werden getrennt aus dem Druckbehälter herausgeführt und sind mit einem Hochdruckverschluß versehen, an dem die ganze Brennelementsäule hängt. Mittels einer Lademaschine können sämtliche Elemente während des Reaktorbetriebes ausgewechselt bzw. umgesetzt werden. Sofern die konstruktiven Voraussetzungen erfüllt sind, kann ein Versuchselement wie ein normales Reaktorelement behandelt und in eine der Reaktorpositionen gebracht werden. Dadurch stehen im Rahmen der axialen Neutronenflußverteilung im Reaktor verschiedene Flußniveaus (Abschn. 5.3.1) für eine Bestrahlung zur Verfügung. Der Fluß kann während der Bestrahlung durch Umsetzen des Testelementes in verschiedenen Reaktorpositionen stufenweise verändert werden, wodurch sowohl eine abbrandabhängige Leistungsänderung als auch unvorhergesehene Leistungsabweichungen ausgeglichen werden können. Der Kühlmitteldurchsatz ist durch eine Kühlkanaldrossel der flußabhängigen Leistung eines Reaktorbrennelementes angepaßt.

Im Rahmen der dadurch zur Verfügung stehenden Druckdifferenz kann der Durchsatz durch den Testkanal nur durch den Strömungswiderstand des Testelementes variiert werden.

Die Normalpositionen des MZFR sind mit einem Schnüffelsystem ausgerüstet, mit dem bereits geringe Aktivitätsänderungen feststellbar sind. Ein Teil der Kühlkanäle enthält ein Thermoelement zur Messung der Kühlmittelaustrittstemperatur. Die Kühlmittelintrittstemperatur kann mit mehreren Meßstellen im Reaktor ermittelt werden. Mit bekanntem Kühlmitteldurchsatz kann also eine Leistungskontrolle durchgeführt werden, sofern

die mit Thermoelementen ausgerüsteten Positionen für die Bestrahlung vorgesehen werden.

Die für eine Versuchsauslegung wesentlichen Daten der Kühlkanäle sind in Tabelle 4 - 1 zusammengestellt. Die einzelnen Brennelementpositionen und deren Bezeichnungen zeigt Abb. 4-2.

Tabelle 4-1: Daten des Testbetts

Systemdruck p	ata	90
Treibende Druckdifferenz Δp über den gesamten Kühlkanal	at	2,1
Kühlmitteleintrittstemperatur t_e	°C	250
Freier Durchmesser des Kühlkanals	mm	96,6
Aktive Länge der Brennelementzone, H (aktive Corehöhe)	mm	3678

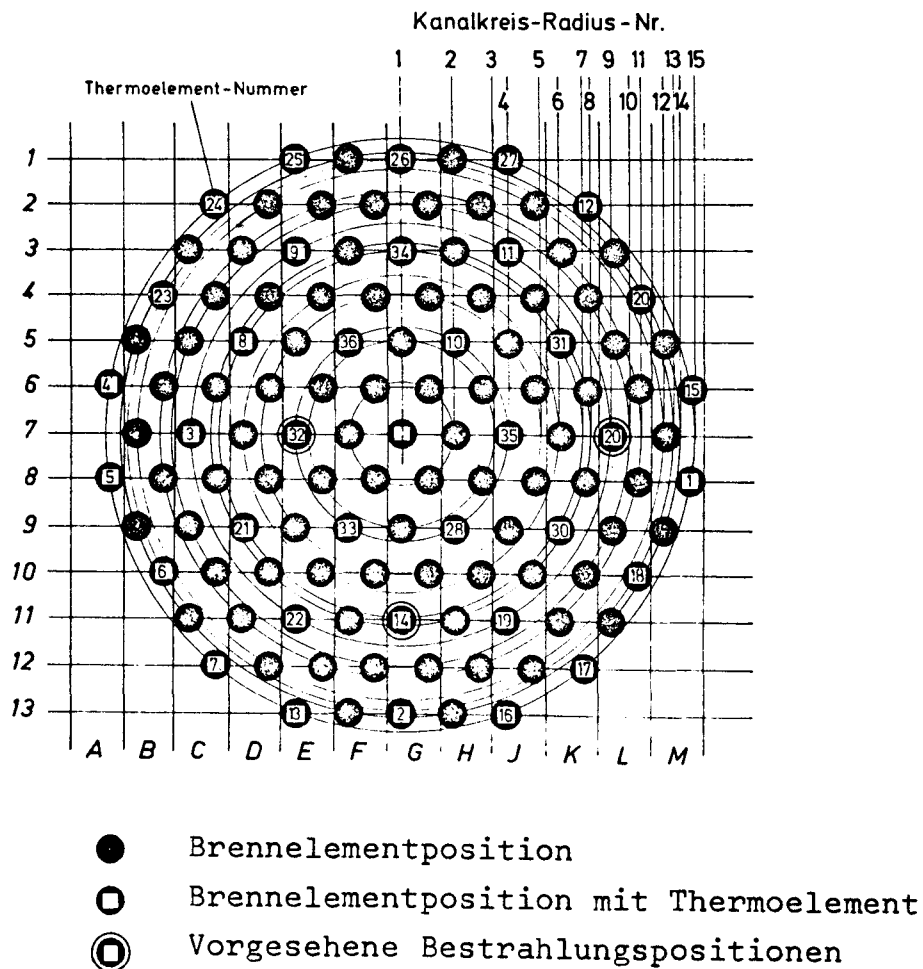


Abb. 4-2 Anordnung und Bezeichnung der Kühlkanäle des Testbettreaktors MZFR.

Als zusätzliche Auslegungsbeschränkung muß die Transportmöglichkeit des bestrahlten Testelementes gesehen werden. Es steht eine Transportflasche zur Verfügung, die eine maximale Länge des Elementes von 3190 mm zuläßt.

4.2 Zweck des Prototyp-Bestrahlungsversuchs

Über das Bestrahlungsverhalten des beschriebenen Brennstoffes und des entsprechenden Brennstabes unter Reaktorbedingungen konnten -abgesehen von der als Vorbereitung für das Testelement dienenden Kapselbestrahlung, die zum Studium des Einflusses verschiedener Herstellungs- und Bestrahlungsparameter diente- noch keine Erfahrungen gesammelt werden.

An dem Prototyptestelement sollen also folgende Punkte untersucht werden:

- a) Das Langzeitbetriebsverhalten der Brennstäbe, wie:
 - a1) Sintern des Brennstoffes bei vorhandener Leistungsverteilung und "Diffusionssintern" durch Langzeitwirkung des Temperaturgradienten.
 - a2) Die Dimensionsstabilität des Brennstabes unter den Einflüssen von Abbrandschwellen, Wärmedehnung und sogenannter Ratcheting-Effekte.
 - a3) Die Stützwirkung des Brennstoffes auf das durch Außendruck belastete Hüllrohr.
 - a4) Die Wasserstoffaufnahme und Hydridorientierung des Hüllrohres bei hohen Einsatzzeiten.

- b) Der zeitliche Verlauf der Leistungsentbindung durch den Aufbau des Uran-233-Isotopes aus Thorium und des Abbrandes der anfänglichen Uran-235-Anreicherung.
- c) Das Zusammenwirken zwischen Abstandshaltern und Abstandshalterrings. Das Auftreten von Korrosion oder Abrieb an den Kontaktstellen (Fretting) und das Verhalten der aufgelöteten Distanzringe.
- d) Das Verhalten der Abstandshalter, insbesondere der Zry-4-Struktur (Verformungen).
- e) Schäden durch die thermodynamischen Verhältnisse.
 - e1) Kurzzeitige Zerstörung (DNB = Departure from Nucleate Boiling)
 - e2) Langzeitige Oberflächenschäden durch örtlich erhöhte Hydrid- oder Oxidbildung bzw. durch andere Korrosionsarten.

Die erzielbaren Verhältnisse im Testbett bieten beste Voraussetzung, um diese Fragen zu klären und lassen in Extremfällen zumindest eine eindeutige Extrapolierbarkeit erwarten. Das kann anhand der Auslegungsdaten kurz erläutert werden.

4.3 Versuchsdaten und Extrapolierbarkeit der Versuchsergebnisse auf das "Full-size" Reaktorelement

Aus der Wahl des Testbetts ergeben sich einige Voraussetzungen, die nicht mit den Reaktordaten übereinstimmen. Abgesehen von den konstruktiven Einschränkungen ist der maximale Kühlmittel-
druck, durch den auch die Kühlmitteltemperaturen festgelegt werden, die entscheidende Auslegungsgrenze. Die entsprechenden Verhältnisse ergeben sich aus Tabelle 4-3.

Tabelle 4-3: Vergleich der Auslegungsdaten von Prototyp-Testelement und Reaktorelement (600 MW-Referenzentwurf)

a) Voraussetzungen im Testbett	Dim.	Testelement	Referenzelement
Systemdruck p	at	90	120
max. Kühlmittelaustritts-temp. t_a	$^{\circ}\text{C}$	285	340
Kühlmittelaufheizspanne Δt_{max}	$^{\circ}\text{C}$	35	20
Kühlmittelgeschwindigkeit w	m/s	2,04-2,4	1-2
b) Auslegung			
Nennbelastung (max) q'	W/cm	525	468
Nennflächenbelastung(max) q''	W/cm ²	143	137,5
Mittlerer Abbrand	MWd/t	60 000	40 000 - 50 000
c) Konstruktionsbedingungen			
Hüllrohraußendurchm. D	mm	11,7	10,75
Hüllrohrwandstärke s	mm	0,6	0,7
Hüllrohrwerkstoff		Zry-4	-
Länge d. aktiven Brennst. l.	mm	2780	4670
Länge d. Spaltgasraums l_s	mm	200	400
Stababstand	mm	21,5	27,5
Anzahl d. Stäbe	-	12	12x12-4

Die Wirkung des geringeren Drucks und der niedrigeren Temperaturen ist auf das Brennelement von nicht entscheidender Bedeutung. Um jedoch die Beweiskraft für die Funktionstüchtigkeit derartiger Brennelemente zu erhöhen, wurden einige Parameter so gewählt, daß eine etwas höhere Belastung des Brennelementes erreicht wird, wodurch die Druck- und Temperaturunterschiede mehr als ausgeglichen werden.

Die Wandstärke des Hüllrohres wurde reduziert, um den verringerten Belastungen durch den niedrigeren Druck Rechnung zu tragen.

Der Einfluß der niedrigeren Kühlmitteltemperatur soll durch eine wesentliche Anhebung des Abbrandes bzw. der Einsatzzeit ausgeglichen werden. Infolge der bekannten Abhängigkeit der Hüllrohrbeanspruchung von Zeit und Temperatur können eindeutige Aussagen erwartet werden. Zusätzlich wird die Aussage über die Schwelleigenschaften durch den höheren Abbrand erweitert.

Als Auslegungskriterium muß die Heizlängenbelastung q' angesehen werden, da ihre Anpassung Aussagen über die entscheidende Temperaturbelastung des Brennstoffes zulässt. Damit eine möglichst große Variationsbreite bei der Reaktoroptimierung zugelassen werden kann, wurde auch dieser Wert beträchtlich angehoben, um den Aussagewert der Ergebnisse zu erhöhen. Betrachtet man also die im letzten Abschnitt unter a zusammengestellten Punkte, kann eine eindeutige Extrapolierbarkeit grundsätzlich vorausgesetzt werden.

Fraglich ist jedoch die Vergleichbarkeit der Ergebnisse bei den konstruktiven Auslegungsunterschieden, die sich möglicherweise auf die Strömungsverhältnisse auswirken können. Hier sind grundsätzlich Einschränkungen zu machen, da auch bei einer genauesten Modellausführung nicht alle äußeren Einflüsse wie Schwingungserregung oder mechanische Beanspruchungen exakt simuliert werden können. Soweit möglich wurde die Detailkonstruktion dem Reaktorelement derart angeglichen, daß die Strömungsverhältnisse, insbesondere zwischen und im Strömungsschatten der Abstandshalter einen genauen Vergleich zulassen. Die etwas höher liegende Strömungsgeschwindigkeit, die durch die kleineren Brennstababstände bedingt ist, wirkt auch hier als Belastungssteigerung.

Die Vergleichbarkeit der Strömungsverhältnisse in Bezug auf den Wärmeübergang erschien weiterhin so bedeutend, daß zusätzlich im Rahmen der Wärmeübergangsmessungen /29/ eine Parameterstudie durchgeführt wurde, in der der Einfluß von Stababstand, Strömungsgeschwindigkeit und Abstandshalterkonstruktion auf Sicher-

stellung des Wärmeübergangs ermittelt wurde. Die Ergebnisse gestatten eine direkte Übertragung der Verhältnisse bei verschiedenen Stababständen und Strömungsgeschwindigkeiten und waren ausschlaggebend für die Ausführung der Abstandshalter. Es kann also in Bezug auf die Ausführung der Abstandshalter eine sehr gute und für den Vergleich der thermodynamischen Beanspruchungen die technisch bestmögliche Versuchsauswertung vorausgesetzt werden.

4.4 Beschreibung des Prototyp-Testelementes

Das Testelement wurde,⁺⁾ soweit es die Voraussetzungen im Testbett zuließen, möglichst ähnlich dem zuvor beschriebenen Reaktorkonzept ausgeführt (Abb. 4-4 bis 4-9).

Abstand und Anzahl der Brennstäbe mußten jedoch reduziert werden.

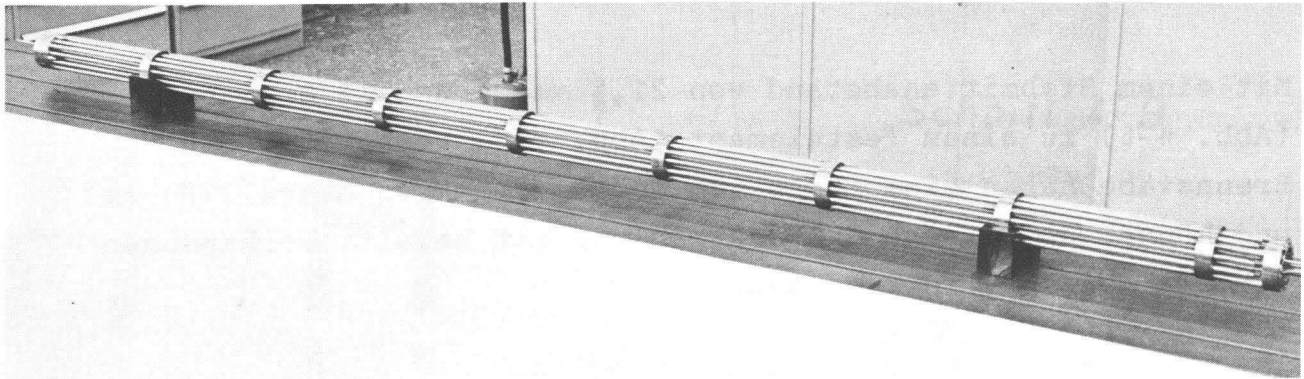


Abb. 4-4 Prototyp-Brennstofftestelement Modell 1:1

⁺⁾ Die Herstellung des Testelementes erfolgte in Zusammenarbeit mit der Firma Siemens A.G., Erlangen.

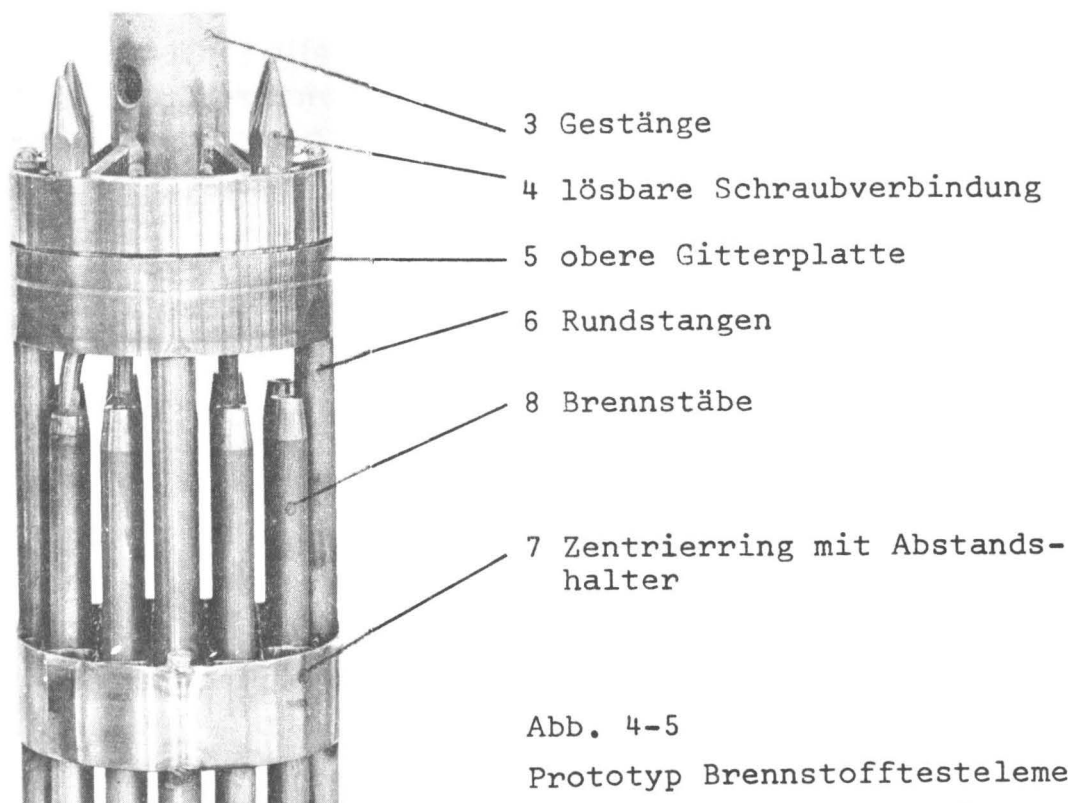
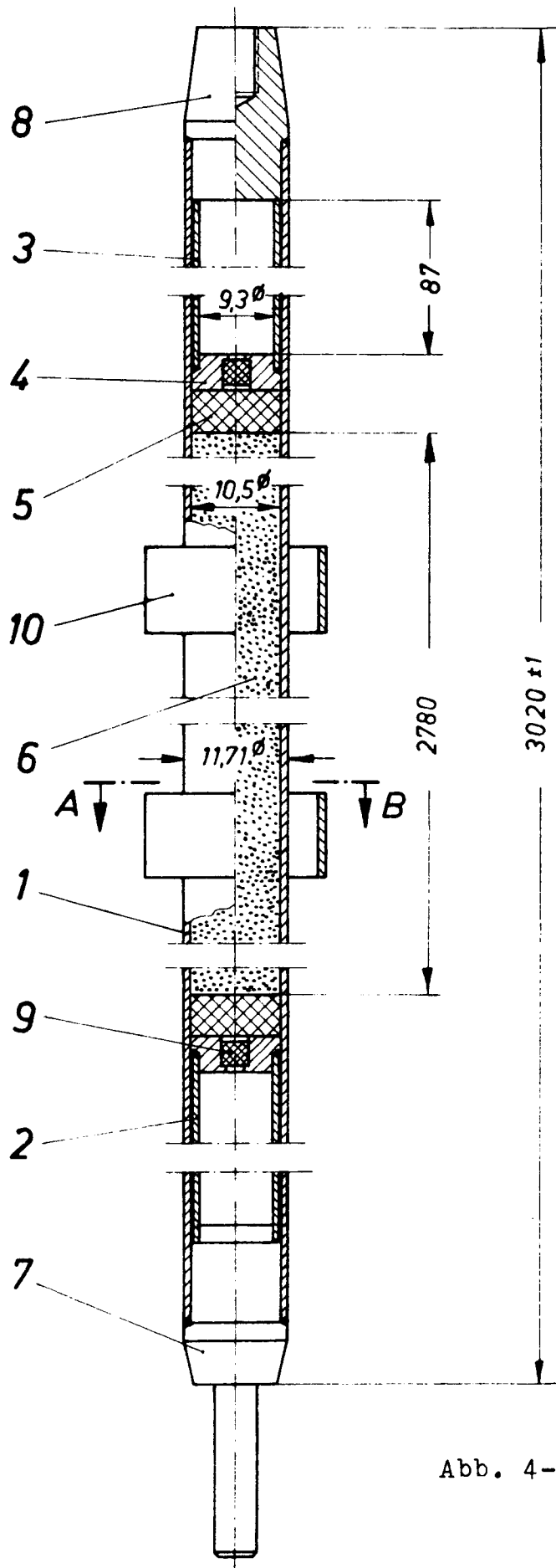


Abb. 4-5

Prototyp Brennstofftestelement
obere Aufhängung (Bezeichnungen
wie Abb. 4-7)

Mit einem Stabmittenabstand von 21,5 mm werden 12 Brennstäbe (Abb. 4-6) zu einem Testelement (Abb. 4-7) verbunden. Die Brennstäbe haben eine Länge von 3000 mm (aktive Länge 2780 mm) und können somit nach der Bestrahlung mit bereits vorhandenen Geräten transportiert werden.

Wegen des im Testbett des MZFR zur Verfügung stehenden Neutronenflusses (Abschnitt 5) und der daraus für den Gleichgewichtsabbau resultierenden maximal möglichen Leistung wurde der äußere Brennstabdurchmesser von 10,7 mm des Reaktorkonzepts auf 11,7 mm (MZFR-Abmessung) beim Versuch erhöht. Mit dieser geringfügigen Abweichung werden die gleichen spezifischen Brennstoffbelastungen, wie für den Reaktor vorgesehen, erzielt.



Schnitt A-B

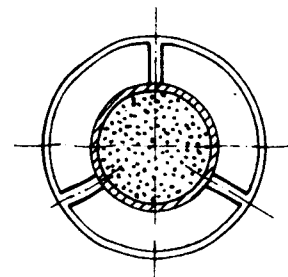


Abb. 4-6 Brennstab des Testelementes.

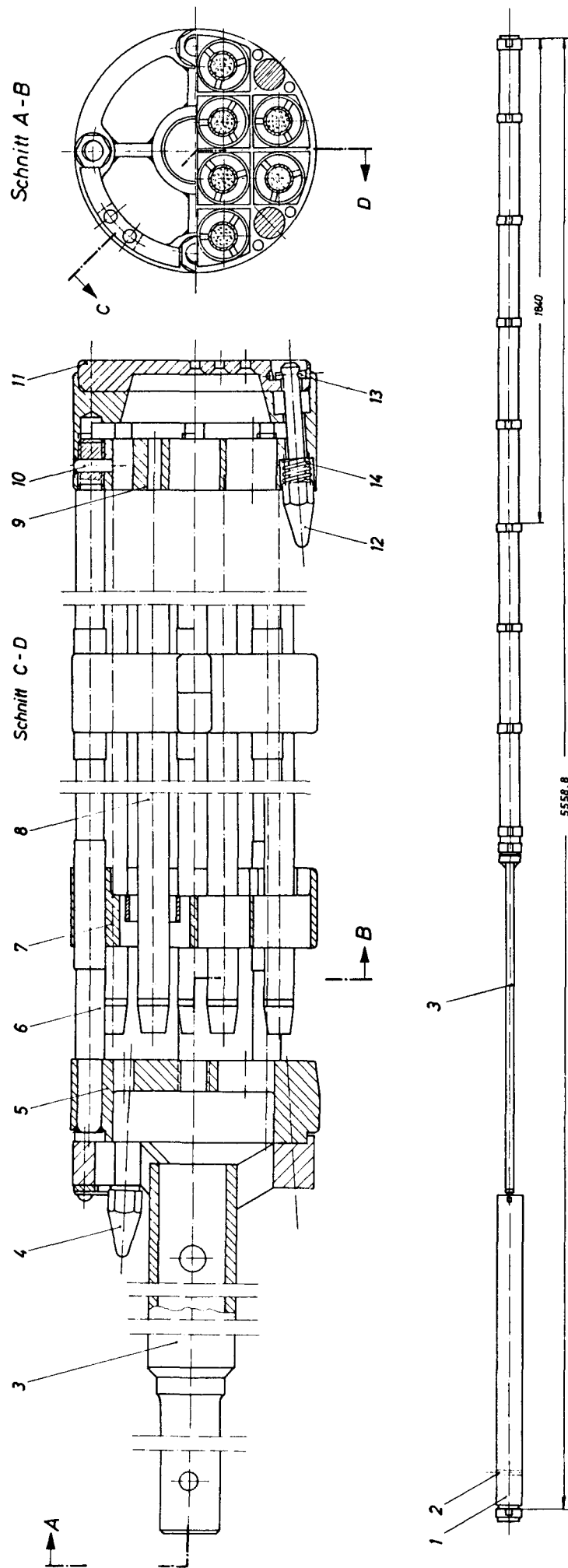


Abb. 4-7 Prototyp-Brennstofftelement

4.4.1 Der Brennstoff

Die 12 Brennstäbe des Testelementes enthalten insgesamt 23,83 kg (Th-U) O_2 als Brennstoff. Das stöchiometrische Mischoxid enthält dabei 2 % Uran-235.

Alle weiteren Daten entsprechen den in Abschn. 3.1.3 zusammengestellten Kennwerten.

4.4.2 Hüllrohr- und Strukturwerkstoff

Der Werkstoff für Hüllrohre und Strukturteile ist Zirkalloy-4. Seine Eigenschaften entsprechen etwa denen der Legierung Zirkalloy-2. Die Wasserstoffaufnahme ist jedoch infolge des fehlenden Nickel-Anteils geringer.

4.4.3 Elementkonstruktion

4.4.3.1 Der Brennstab (Abb. 4-6)

Der Brennstab unterscheidet sich von den zur Zeit bei wassergekühlten Reaktoren üblichen Ausführungen nur durch die Art des eingefüllten Brennstoffes. Das Hüllrohr (1) ist selbsttragend. Der Brennstoff (6) ist axialsymmetrisch in der Mitte angeordnet und wird nach oben und unten mit gesinterten Aluminiumoxid-tabletten (5) von den Spaltgasräumen getrennt. Die Spaltgasräume sind so bemessen, daß der Spaltgasdruck nach voller Einsatzzeit auf etwa 130 at (maximaler Differenzdruck = 40 at) begrenzt wird. Das Hüllrohr wird auf der Länge der Spaltgasräume durch eine Hülse (2) gestützt. Letztere ist zur Isoliertablette hin mit einer Scheibe (4) verschlossen, in die ihrerseits ein gas-

durchlässiger Sinterstahlfilter (9) eingesetzt ist. Damit wird das Eindringen von Brennstoffpartikeln in den Spaltgasraum vermieden. Zwei Endstopfen (7 und 8) verschließen das Hüllrohr ohne Längsspiel der Einbauten. Die Gasfüllung des Brennstabes ist Helium unter Atmosphärendruck.

4.4.3.2 Die Tragstruktur (Abb. 4-7)

Die 12 Brennstäbe (8) sind in ein Traggerüst eingeschoben. Dieses Traggerüst ist aus vier Rundstangen (6) zusammengesetzt, die an den Enden mit der oberen (5) bzw. unteren (9) Gitterplatte verschweißt sind.

Sieben Zentrierringe (7) für die Abstandshalter verbinden die Rundstangen in gleichmäßigen Abständen. Die Außenkontur und die Anschlüsse des Traggerüsts sind dem Testbett angepaßt. Dadurch kann das Element wie eine gewöhnliche BE-Säule des MZFR manipuliert werden. Die geringere Länge des Testelementes gegenüber den MZFR-Elementen (2 gekuppelte Elemente) wurde durch ein verlängertes Gestänge (3) ausgeglichen. Das Gestänge selbst ist in einem Abschirmkörper befestigt.

4.4.3.3 Die Brennstabhalterung (Abstandshalter) (Abb. 4-6 und 4-8)

Das untere Brennstabende wird mit einem axial verschiebbaren Zapfen (Abb. 4-6,7) in der unteren Gitterplatte geführt. Nach oben ist der Brennstab in etwa gleichen Abständen in sieben Abstandshaltern ebenfalls axial verschiebbar gelagert. Die obere Gitterplatte verhindert unzulässiges Verschieben der Brennstäbe durch die Kühlmittelströmung. Das axiale Spiel beträgt in kaltem Zustand 10 mm und wird durch Wärmedehnungen im Betrieb auf etwa 8 mm reduziert. Die rechnerisch nicht erfaßbaren

axialen Hüllrohrdehnungen durch Wärmedehnungen des Brennstoffes können das Spiel noch verringern. Der Abstandshalter (Abb.4-8) besteht aus Zry-4-Stegen (15), die in den Zentrierring (7) eingeleftet sind. Die Brennstäbe tragen einen aufgelöteten Stützring, (Abb. 4-6,10) der in das Abstandshalter-Gitter eingepaßt ist. Damit wird die Reibkorrosion am Brennstab selbst vermieden und auf den Stützring verlagert.

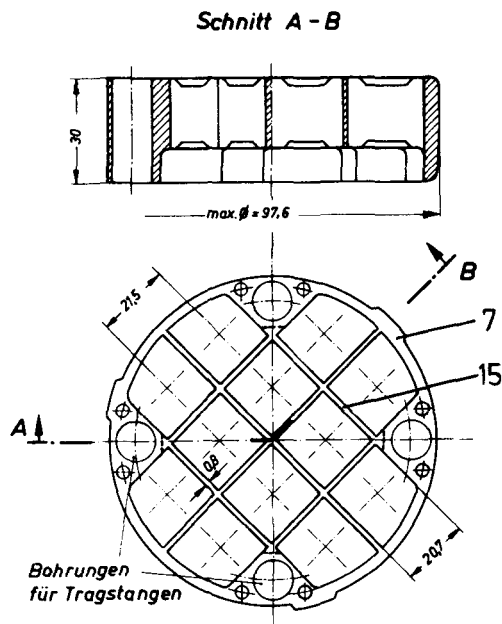


Abb. 4-8
Abstandshalter.

4.4.3.4 Lösbare Verbindungen

Die Verbindung zwischen Gestänge und Tragstruktur (4-7,4) muß nach der Bestrahlung im Abklingbecken getrennt werden können. Es sind vier Schrauben vorgesehen, die, wie auch die Drosselbefestigungen, formschlüssig gesichert sind und durch einfaches Aufsetzen eines entsprechenden Schraubenschlüssels gelöst werden können.

Mit einer weiteren lösbaren Verbindung ist der Drosselvorsatz befestigt. (Abb.4-9). Ein Auswechseln der Drossel ist zwar nicht

vorgesehen, doch kann bei unvorhergesehenen Abweichungen der Brennelementleistung die Drossel im Abstellbecken gewechselt werden. Dazu werden die vier Verschlußbolzen (11) niedergedrückt und um 90° gedreht.

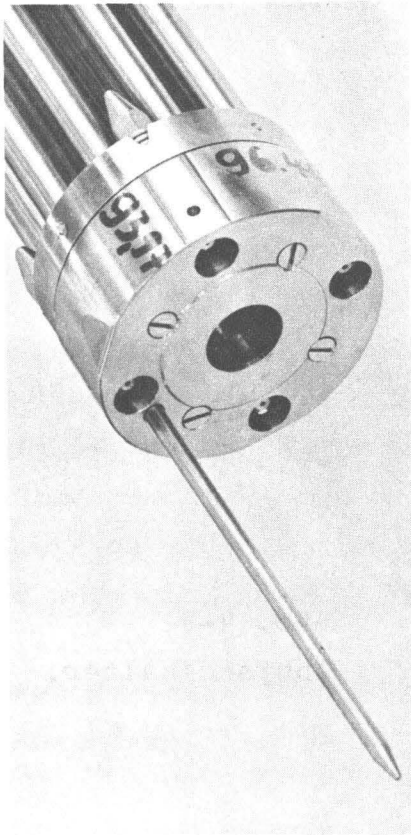


Abb. 4-9 Drosselvorsatz.
(Strömungsmodell,
Versuchsdrossel)

4.4.4 Zusammenstellung der Daten und Fertigungstoleranzen

In Tabelle 4-10 sind die Bestrahlungsdaten und Konstruktionsabmessungen des Testelementes zusammengestellt. Die für die Sicherheitsüberlegungen (Abschnitt 8) und die Belastungen (Abschnitt 7) spezifizierten Fertigungstoleranzen zeigt Tabelle 4-11.

Tabelle 4-10
Hauptabmessungen und Bestrahlungsdaten

1) Konstruktive Daten

Gesamtlänge des Testelementes	mm	3117
Größter Elementdurchmesser an den Gleitschuhen	mm	96,7
Anzahl der Brennstäbe		12
Länge der Brennstäbe	mm	3000
Aktive Länge der Brennstäbe	mm	2780
Äußere Durchmesser der Brennstäbe	mm	11,7
Brennstoffmenge je Brennstab	g	1982
Axiale Lage der Aktiven Zone im Reaktor	mm	- 1730 bis + 1050

2) Thermodynamische Daten

max. Nennlängenbelastung	W/cm	525
max. Längenbelastung mit Sicherheitsfaktor	W/cm	795
max. Nennflächenbelastung	W/cm ²	143
max. Flächenbelastung mit Sicherheitsfaktor	W/cm ²	217
Mittlere Nennheizflächenbelastung eines max. bel. Stabes	W/cm ²	123
Systemdruck	at	90

3) Bestrahlungsbedingungen

Abbrandziel (mittl. Abbrand)	MWd/t Th	60.000
Bestrahlungszeit (Vollast)	d	900
Anreicherung an U-235	%	2

Tabelle 4-11

Fertigungstoleranzen für Testelementbrennstab

1.)	<u>Hüllrohtoleranzen</u>	
	Außendurchmesser	11,75 \pm 0,05 mm
	Innendurchmesser	10,50 \pm 0,05 mm
	Minimale Wanddicke	0,58 mm
	Geradheit:	1 mm/m
	Mittlere Rauhtiefe	2 mm
	Die Toleranzen für Außen- und Innendurchmesser beinhalten bereits Ovalitäten.	
2.)	<u>Brennstofffüllung</u>	
	Aktive Länge der Brennstoffsäule:	2780 $^{+3}_{-0}$ mm
	Schmierdichte:	
	Integriert über der Gesamtlänge	82 $^{+}_{-}$ 1% TD
	örtlich, integriert über 10 mm	82 $^{+1}_{-4}$ % TD
	Anteil der einzelnen Brennstoffkomponenten je 10 mm Brennstablänge (alle Toleranzen)	
	Mischoxid	7,129 $^{+0,156}_{-0,461}$ g
	Schwermetall	6,265 $^{+0,136}_{-0,405}$ g
	Uran	0,135 $^{+0,009}_{-0,015}$ g
	Uran -235	0,126 $^{+0,0089}_{-0,0138}$ g

5. Die physikalischen Grundlagen zur Auslegung von Reaktor und Testelement

5.1 Der thermische Thorium-Uran-Brutprozess

Als künstliche Isotope sind Uran 233 und Plutonium 239 (bzw. 241) als Spaltstoff technisch nutzbar. Sie entstehen durch Absorption von Neutronen aus den Brutstoffatomen Thorium 232 bzw. Uran 238.

Die von den Brutstoffen Th232 bzw. U238 absorbierten Neutronen sind also nicht als Verlust anzusehen, sondern liefern jeweils einen neuen spaltbaren Kern.

Die maximale Brutrate kann, wie aus dem Wert für η in Abb. 5-1 ersichtlich ist, in thermischen Reaktoren nur dann erreicht werden, wenn als Brennstoff U233 verwendet wird und die parasitäre Neutronenabsorption durch häufige Wiederaufarbeitung des Brennstoffs gering gehalten werden kann.

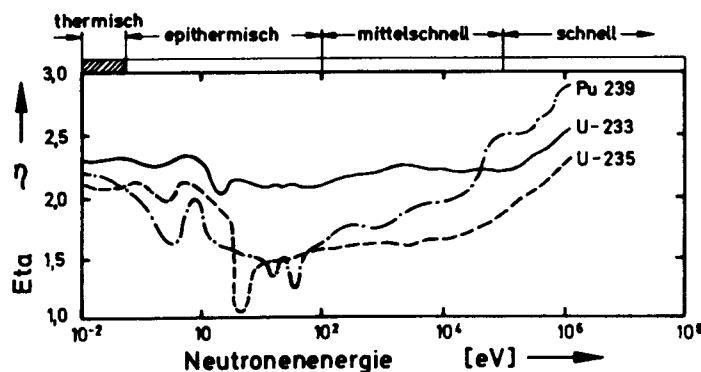


Abb. 5-1
Eta nach /4/

Tabelle 5-2: Eta nach /21/

	thermisch			schnell		
	U-233	U-235	Pu-239	U-233	U-235	Pu-239
ν	2,51	2,47	2,90	2,51	2,47	2,90
α	0,099	0,195	0,379	0,008	0,122	0,099
η	2,28	2,07	2,10	2,49	2,20	2,64
c_{\max}	1,28	1,07	1,10	1,49	1,20	1,64

Abb. 5-1 bzw. Tab. 5-2 zeigt auch, daß die Brutrate im Thorium-Uran-Zyklus bis zu einer Spaltneutronenenergie von etwa 1 eV nur unbedeutend von der Neutronenenergie abhängt. Daraus ergibt sich eine weitgehende Freiheit in der Wahl des Moderationsverhältnisses, die eine wirtschaftliche Auslegung des D₂O-Thorium-Reaktors erleichtert.

5.2 Die Gitteranordnung des Elementes

Der Brennstababstand des Testelementes wurde so gewählt, daß einerseits die beste Nutzung des Testbettes, andererseits die Vergleichbarkeit der Strömungsverhältnisse gewährleistet blieb. Damit ist gute Ähnlichkeit mit den zu untersuchenden Eigenschaften des quasihomogenen Brennstabgitters des Reaktorkonzeptes gewährleistet. Diese quasihomogene Brennstabanordnung des Reaktorkonzeptes kann bei der Wahl der Testelementanordnung in jedem Fall vorausgesetzt werden, da eine Brennstabbündelung durch den gegenüber Uran etwa dreifach höheren thermischen Wirkungsquerschnitt des Thoriums eine starke Verhärtung des Neutronenflusses und damit einen erhöhten thermischen Nachteilfaktor des Thorium-elementes bewirken würde.

Eine stärkere Anhebung der mittleren Neutronenenergie im Brennstoff hätte nach Abb. 5-1 eine entsprechende Verringerung der Brutrate zur Folge. Zwar wird durch die gleichmäßige Verteilung des Thoriums im Core bei der gleichmäßigen Gitteranordnung die Resonanzabsorption wirksamer, diese ist jedoch bei den fertilen Atomen nicht unerwünscht. Zudem sind bei gleichmäßiger Brennstabanordnung weniger Neutronenabsorbierende Strukturwerkstoffe im Reaktorkern erforderlich.

5.3 Die Flußverteilung im Testbettreaktor und Testelement

5.3.1 Der im Testbettreaktor zur Verfügung stehende Fluß

Bei geeigneter Ausführung eines Testelementes stehen im MZFR sämtliche Positionen der Reaktorelemente mit 15 verschiedenen Flußhöhen als Testposition zur Verfügung. Sofern keine besonderen Anforderungen durch eine Instrumentierung gestellt werden, können zu Bestrahlungszwecken also 15 diskrete Neutronenflußniveaus ausgewählt werden. Durch die Temperaturmessungen wird die Auswahl jedoch auf 6 dieser 15 Positionen verschiedener Flußhöhe beschränkt. Die radiale thermische Flußverteilung in axialer Coremitte ($z=0$) des Reaktors zeigt Abb. 5-3. Die mit Thermoelement versehenen Positionen sind hervorgehoben.

Die axiale Flußhöhe im Reaktor folgt der üblichen Cosinus-Verteilung mit:

$$\phi(z) = \phi_{\max} \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e} \quad , \quad 5/1$$

mit der extrapolierten Corehöhe $H_e = 446$ cm. Die aktive Corehöhe beträgt dabei $h = 2 z_{\max} = 368$ cm (Abb. 5-4)

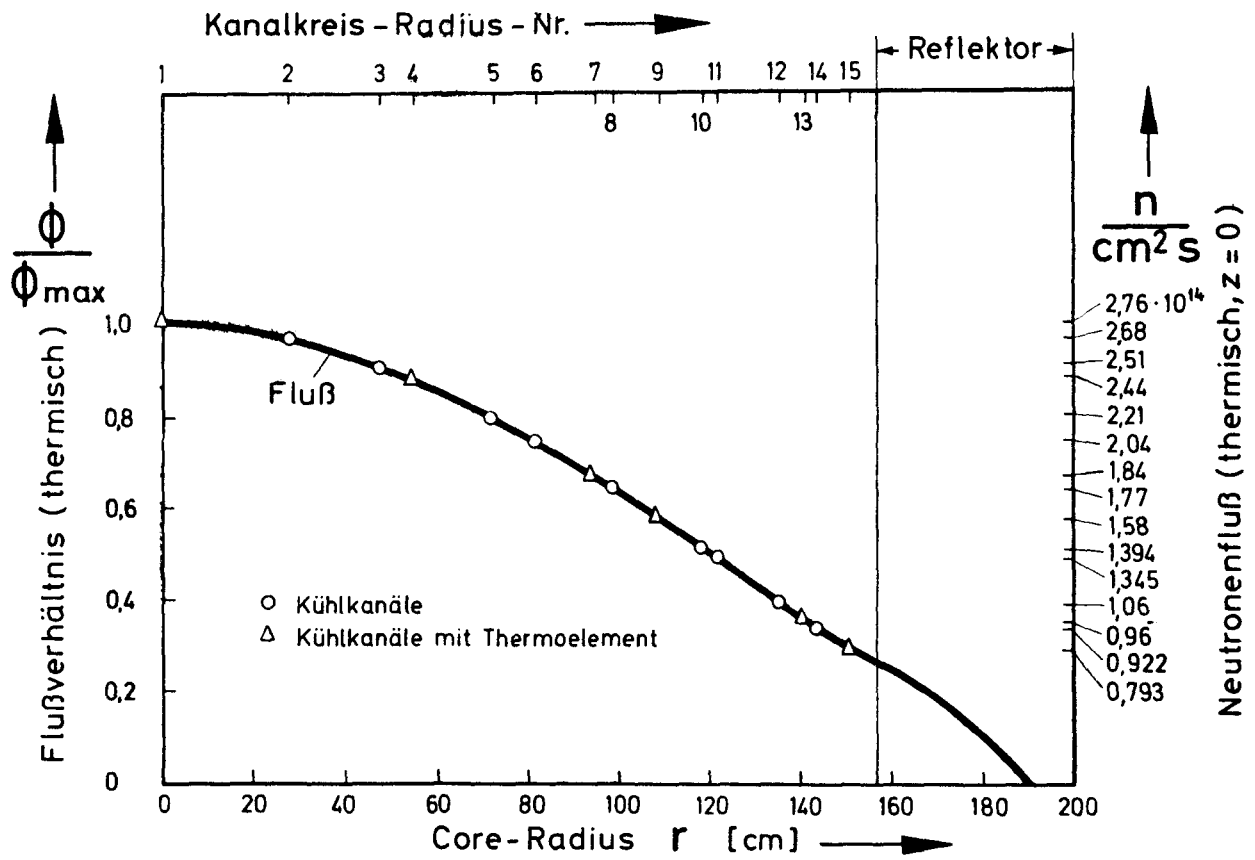


Abb. 5-3 Radiale Flußverteilung im MZFR.

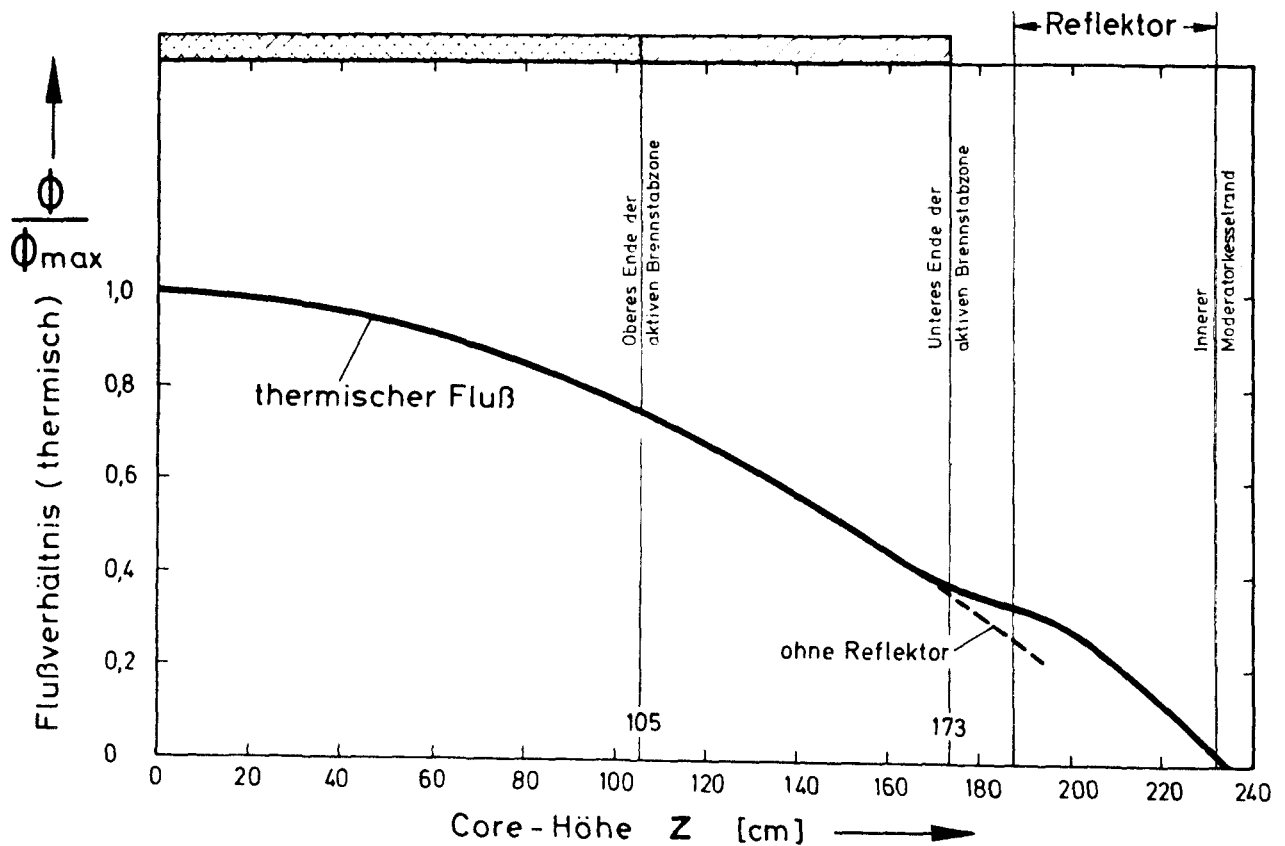


Abb. 5-4 Axiale Flußverteilung in MZFR und Testelement

5.3.2 Die Flussverteilung im Testelement

Die inhomogene Brennstabbündelung im MZFR und in der Testzelle bewirkt eine Absenkung des thermischen Flusses im Brennelement. Zur Leistungsbestimmung für den Brennstab bzw. zur Festlegung des zur gewünschten Leistungsentbindung erforderlichen Flusses wird die tatsächlich im Brennstoff wirksame thermische Flusshöhe und damit die Kenntnis der Flussabsenkung bzw. des thermischen Nachteilfaktors in der Testzelle vorausgesetzt.

Von den Auslegungsrechnungen für das MZFR-Gitter wurde ein Rechenprogramm erstellt, /22/ das die thermische Nutzung auch für das vorliegende Testelement berechnen kann. Sofern durch iterative Näherungen von Zellrechnung und Leistungsrechnung (Abschnitt 5.4) die Zusammensetzung des Brennstoffes in hinreichender Genauigkeit bekannt ist, berechnet dieses Programm nach Einsetzen der Gruppenkonstanten für den vorliegenden leicht angereicherten Thoriumbrennstoff die Flußverteilung.

Die Einteilung der Zelle erfolgt entsprechend der konstruktiven Ausführung in 6 Zonen (vergleiche Abb. 5-6), in denen die Materialien zunächst verschmiert dargestellt sind, und zwar enthält:

Zone 0 (4 innere Brennstäbe)

Brennstoff, Hüllrohrwerkstoff (Zry-4) und einen Anteil Kühlmittel ($D_2O + 0,25 \% H_2O$)

Zone 1 (8 äußere Brennstäbe)

Brennstoff, Hüllrohrwerkstoff (Zry-4)
Strukturwerkstoff (4 Tragstangen, Zry-4)
und einen Anteil Kühlmittel ($D_2O + 0,25 \% H_2O$)

Zone 2 Das Trennrohr (Zry-2)

Zone 3,4,5 Moderator ($D_2O + 0,25 \% H_2O$)

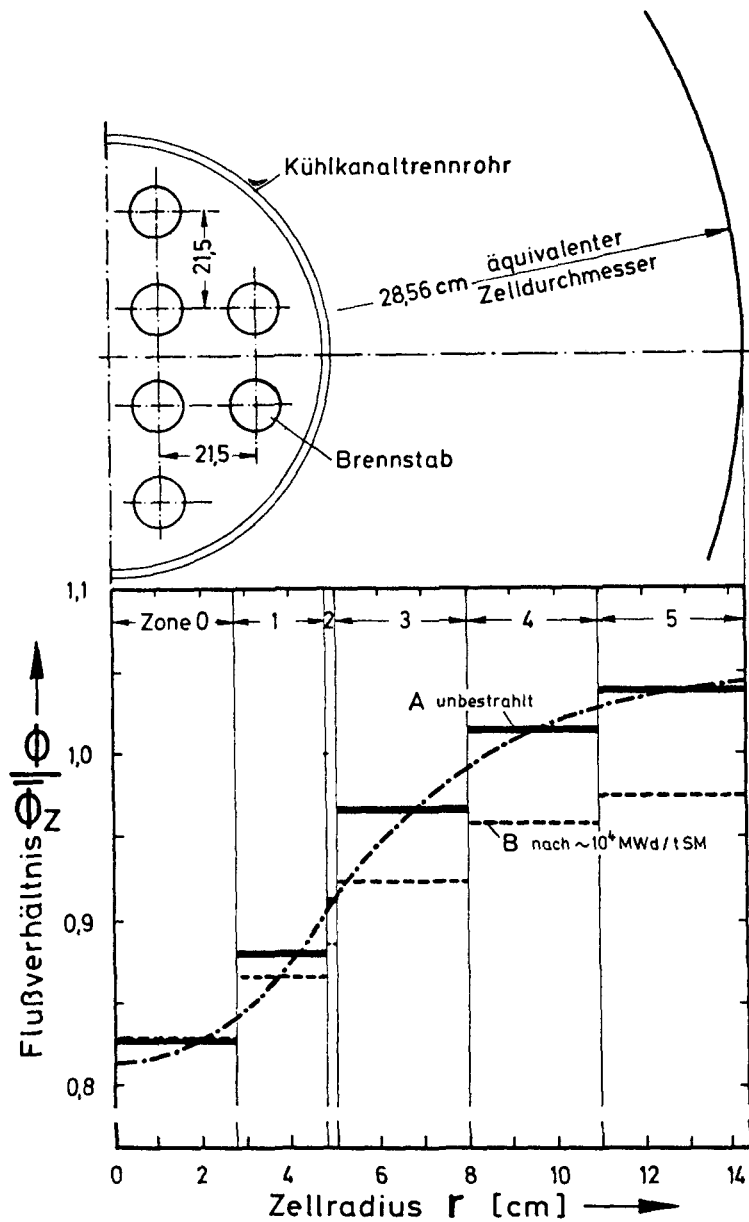


Abb. 5-5
Flußdepression im
Testelement.

In den Zonen 0 und 1 kann die Bremsdichte nicht vernachlässigt werden. Daher erfolgt die Lösung über einen Zweigruppenansatz, der die Quelldichte thermischer Neutronen in den Zonen 0 und 1 berücksichtigt.

Als Ergebnis erhält man den mittleren Fluß der einzelnen Zonen, bezogen auf den Fluß der Zone 0. Zweckmäßigerweise wurde das Ergebnis auf den mittleren Fluß der Zelle umgerechnet und in Abb. 5-5 aufgetragen. (Kurve A) Mit den Gruppenkonstanten nach einem Abbrand von etwa 10 000 MWd/t SM ergeben sich die Flußverhältnisse der Kurve B.

Für die Leistungsberechnung sind die Flußverhältnisse in den Brennstabzonen erforderlich, man erhält:

für die Zone 0 (Zentralstäbe)

$$\overline{\phi}_0 / \overline{\phi}_z = 0,827 \quad , \quad 5/2$$

und für die Zone 1 (Randstäbe)

$$\overline{\phi}_1 / \overline{\phi}_z = 0,880 \quad . \quad 5/3$$

Die beiden Brennstabzonen $n = 0,1$ weisen jedoch durch Struktur und Kühlmittel eine zusätzliche Mikroflußverteilung auf, die durch eine weitere Zellrechnung der Mikrozone Brennstab-Hüllrohr-Kühlmittel jeweils für die beiden Zonen berechnet wurde. Gegenüber dem mittleren Fluß der Zone $\overline{\phi}_{0,1}$ errechnet man in beiden Fällen

$$\overline{\phi}_{Br,0} / \overline{\phi}_0 \approx \overline{\phi}_{Br,1} / \overline{\phi}_1 \approx 0,919 \quad . \quad 5/4$$

Aus Gl. 5/2 und 5/4 erhält man den tatsächlichen Fluß in den Brennstäben im Verhältnis zum mittleren Fluß der Testelementzelle für die vier Zentralstäbe:

$$\overline{\phi}_{Br,0} / \overline{\phi}_z = 0,767 \quad , \quad 5/5$$

und für die 8 Randstäbe

$$\overline{\phi}_{Br,1} / \overline{\phi}_z = 0,818 \quad . \quad 5/6$$

5.3.3 Die Flußverteilung im Reaktorgitter mit Testelement

Bei den Zellrechnungen wird ein unendliches Gitter in stationärem Zustand vorausgesetzt, d.h. als Randbedingung gilt gleiche Flußverteilung und Flußhöhe benachbarter Zellen.

Das Testelement liefert jedoch, wie noch gezeigt wird, einen zeitlich nicht konstanten Reaktivitätsbeitrag. Es ist zunächst als Neutronenquelle mit einem kleinen positiven Reaktivitätsbeitrag im Gitter des MZFR zu betrachten. Bis zu einem Abbrand von 10 000 MWd/t SM fällt die Reaktivität auf einen geringen negativen Wert ab und bleibt dann nahezu konstant.

Der daraus resultierende Einfluß auf den Fluß im Brennstoff des Testelementes kann mit einer eindimensionalen Diffusionsrechnung ausreichend genau abgeschätzt werden. Hierfür stand ein bei der Auslegung des MZFR erstelltes Programm zur Verfügung, das es erlaubt, die zentrale Position des Reaktors durch ein Testbündel zu ersetzen. Die Ergebnisse können proportional zum jeweiligen Reaktorfluß auf andere Positionen übertragen werden. Die Flussänderung wurde auf den mittleren Zellfluß des Reaktors bezogen, um die Flußverhältnisse auf einfache Weise für alle Reaktorpositionen darstellen zu können. Abb. 5-6 zeigt das Ergebnis. Dabei gilt Kurve A für das neue Element. Kurve B ist für einen Abbrand größer 10 000 MWd/tSM gültig.

In den sechs angrenzenden Brennelementen des Reaktors bewirkt das frische Testelement damit eine mittlere Flußanhebung von etwa 1,5%. Die entsprechende Leistungserhöhung der sechs Elemente wird durch die um etwa 10% geringere Leistung des Testelementes gegenüber dem Normalelement insgesamt ausgeglichen, so daß durch die Leistungsregelung des Reaktors keine Änderung des Flußniveaus im Reaktor gegenüber dem Normalbetrieb zu erwarten ist.

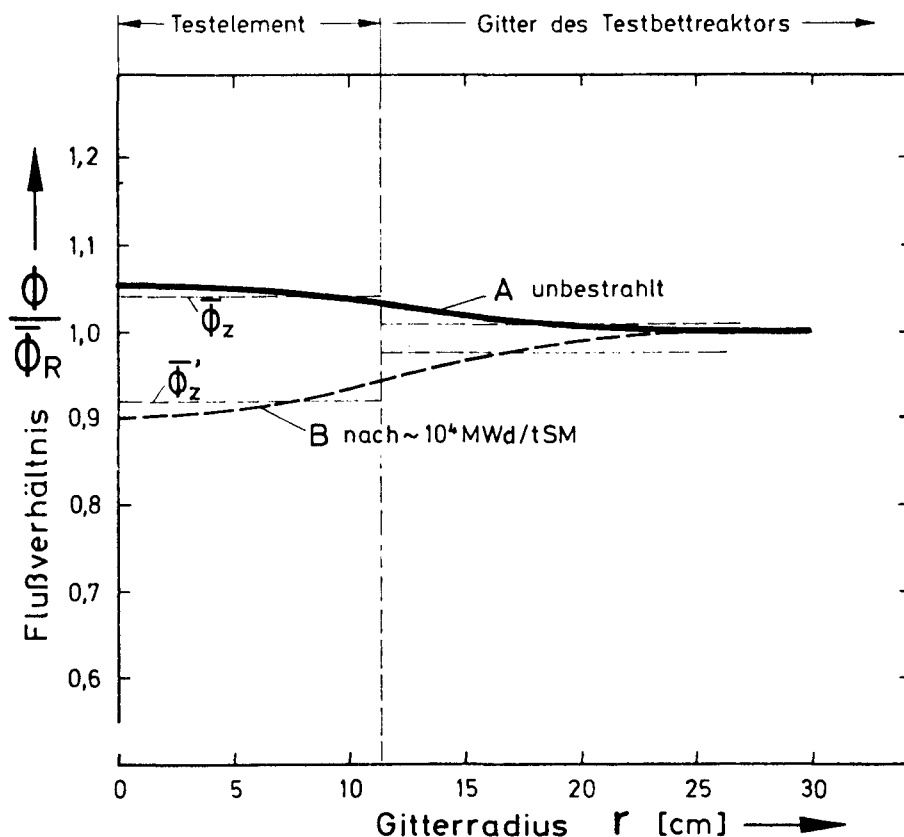


Abb. 5-6
Flussänderung
im Reaktorgit-
ter durch das
Testelement.

Damit wird der mittlere Fluß in der Testzelle etwa um den Faktor 1,04 über dem normalen Reaktorfluß der gleichen Position liegen. Unter Berücksichtigung von 5/6 gilt für die äußeren 8 Brennstäbe im unbestrahlten Zustand:

$$\bar{\phi}_{Br,1}/\bar{\phi}_R = (\bar{\phi}_{Br,1}/\bar{\phi}_z) \cdot 1,04 = 0,815 \quad . \quad 5/7$$

Entsprechend für die 4 Zentralstäbe

$$\bar{\phi}_{Br,0}/\bar{\phi}_R = (\bar{\phi}_{Br,0}/\bar{\phi}_z) \cdot 1,04 = 0,797 \quad . \quad 5/8$$

Berücksichtigt man die Reaktorregelung, so gilt für die Brennstäbe bei einem Abbrand größer 10 000 MWd/t SM weiterhin:

$$\bar{\phi}'_{Br,1}/\bar{\phi}'_R \approx 0,809 \quad \text{und} \quad \bar{\phi}'_{Br,0}/\bar{\phi}'_R \approx 0,768 \quad . \quad 5/9$$

Für die Sicherheitsüberlegungen ist der Reaktivitätsbeitrag des Testelementes von Interesse, der sich aus der Eingruppen-Diffusions-Störungsrechnung mit etwa $\Delta \rho_u = +(0,5 \pm 0,2)^0/_{\infty}$ (unbestrahlt, erste Einsatzposition) und $\Delta \rho_b = -(1,4 \pm 0,2)^0/_{\infty}$ (Abbrand größer 10 000 MWd/t SM, letzte Position) ergibt.

5.4 Die Leistungsfreisetzung im Testelement

Um aus den Testergebnissen möglichst sichere Schlüsse auf das Verhalten der späteren Brennelemente ziehen zu können, ist es erforderlich, die Bestrahlung bei einer Brennstableistung durchzuführen, die der des Referenzentwurfs für den D_2O -Thorium-Reaktor entspricht. Diese Leistung soll möglichst über der gesamten Einsatzzeit des Testelementes im MZFR eingehalten werden.

In einem Brennstab aus reinem Brutstoff wird anfangs wegen der fehlenden spaltbaren Kerne keine Leistung freigesetzt. Steht ein externer Neutronenfluß zur Verfügung, so bilden sich durch den beschriebenen Brutprozeß bis zu einem Sättigungszustand zunehmend spaltbare Kerne. Dieses Anlaufverhalten erstreckt sich etwa über ein Drittel der vorgesehenen Einsatzzeit.

Um die gewünschte Leistung auch im Anfahrbetrieb zu erhalten, ist eine Anreicherung des Brennstoffes mit dem Spaltstoff U-235 vorgesehen. Es ergibt sich daraus ein Anfahrverhalten des Brennstabes, das zunächst -konstanten Neutronenfluß vorausgesetzt- überwiegend durch das Abbrennen des U-235 und damit durch abnehmende Leistungsfreisetzung gekennzeichnet ist. Infolge der langen Halbwertszeit des Protaktiniums erfolgt der Aufbau des erbrüteten U-233 mit zeitlicher Verzögerung. Im Anlaufbereich nimmt die U-233 Konzentration zu.

Nach Erreichen des Sättigungszustandes wird etwa die gleiche Anzahl an Spaltkernen erbrütet wie gespalten. Die Leistungsfreisetzung wird unabhängig von der Anfangsanreicherung und nimmt über längere Zeit bei konstantem Fluß nur geringfügig ab, da eine ausreichend hohe Konzentration von Brutstoff vorhanden ist und die parasitäre Neutronenabsorption durch Spaltprodukte nur langsam zunimmt.

Im Gleichgewicht und dem Flußniveau des MZFR ist eine gewünschte Leistung bei gegebener Brennstoffdichte und Geometrie nur flußabhängig.

Es ergeben sich somit für Anfahrbereich und Gleichgewichtszustand zwei verschiedene Voraussetzungen.

a) Der Anfahrbereich

Die Leistungsentbindung kann durch die Anfangsanreicherung und durch die Wahl der Bestrahlungsposition und damit des Neutronenflusses beeinflusst werden.

Die Auswahl geschieht nach drei Gesichtspunkten:

- 1.) Die Leistungsentbindung soll im interessierenden Bereich gehalten werden.
- 2.) Die Wahl verschiedener Neutronenflüsse ist aus Gründen der Reaktorinstrumentierung nur für wenige Flussniveaus möglich.
- 3.) Die stufenweise Anpassung des Neutronenflusses durch Umsetzen soll wegen der notwendigen Manipulationen nicht zu oft vorgesehen werden.

b) Der Gleichgewichtszustand

Die gewünschte Leistungsentbindung kann nur durch Auswahl eines Flußniveaus entsprechend der zulässigen Reaktorpositionen angepaßt werden. Eine geringfügige Korrektur zur Anpassung der Stablängenleistung (q' , W/cm) ist durch Variation des Stabdurchmessers möglich.

In beiden Fällen wurde die spezifische Brennstoffleistung über den Neutronenfluss und die Nuklidkonzentration der Spaltatome ermittelt.

Zur Bestimmung der Nuklidkonzentrationen (wie auch der Flußverteilung) in Abhängigkeit von der Zeit bzw. vom Abbrand, wurde ein Rechenprogramm geschrieben, dessen analytischer Lösungsweg den üblichen Abbrandrechnungen folgt.

5.4.1 Berechnung der zeitabhängigen Nuklidkonzentrationen

Das Differentialgleichungssystem für die Konzentrationen der verschiedenen Isotope des Brutzyklus wird durch schrittweise Integration gelöst. Dabei werden die Spaltprodukte zu drei Gruppen (kurzlebige, stabile und schwach absorbierende) zusammengefaßt.

5.4.2 Abbrand

Der Abbrand bezogen auf Thorium zur Zeit $t = 0$ (dabei kann die geringe Anreicherung an U-235 zum Einsatzbeginn vernachlässigt werden!) wird aus der Anzahl der gespaltenen Kerne ermittelt.

5.4.3 Wirkungsquerschnitte und Neutronenspektrum

Die Wirkungsquerschnitte werden nach dem üblichen Westcott-formalismus /23/ aus den vorgegebenen Spektrums-Parametern r und T_n berechnet. Das Flußspektrum des zur Verfügung stehenden Reaktorflusses wird mit dem Westcottfluß ins Verhältnis gesetzt, um den zur gewünschten Leistungsentbindung erforderlichen Reaktorfluß bzw. die entsprechende Flußposition wählen zu können.

Dieses Verhältnis ergibt sich aus dem Spektrum des Testbettreaktors mit

$$\hat{\phi} / \phi = 0,71 \quad , \quad 5/10$$

d.h. der Fluß im Testbett muß um den Faktor $\frac{1}{0,71} = 1,41$ höher gewählt werden, als der nach der Leistungsbestimmung errechnete. Für den zur gewünschten Leistungsentbindung des unbestrahlten Brennstoffes erforderlichen Reaktorfluß $\bar{\phi}_R$ und die Wahl der entsprechenden Position gilt zusammenfassend folgender Umrechnungsfaktor, wenn der erforderliche Anfangsfluß $\hat{\phi}_A$ nach der vorliegenden Abbrand- und Leistungsrechnung bestimmt wurde

$$\bar{\phi}_{R,1} = \hat{\phi}_A \cdot \frac{\bar{\phi}_R}{\hat{\phi}} \cdot \frac{\bar{\phi}_R}{\bar{\phi}_{Br,1}} \quad , \quad 5/11$$

also:

$$\bar{\phi}_{R,1} = 1,65 \hat{\phi}_A \quad [n/cm^2 s] \quad . \quad 5/12$$

Nach einem Abbrand von etwa 10 000 MWd/t SM gilt entsprechend

$$\bar{\phi}_{R,3} = 1,74 \hat{\phi}_{10\,000} \quad [n/cm^2 s] \quad . \quad 5/13$$

5.4.4 Ergebnisse der Leistungsberechnung

Mit einer Abbrandrechnung für konstante Leistung bei schrittweiser Flußanpassung konnte zunächst das Brennstoffverhalten im Anfahrbereich bei verschiedenen Anreicherungen und der zur Leistungsentbindung notwendige Gleichgewichtsfluß bestimmt werden.

Es wurde festgestellt, daß die gewünschte Stablängenleistung $q' = 525 \text{ W/cm}$, deren Anpassung an ihren Nennwert wesentliche Voraussetzung für die Reproduzierbarkeit der Testergebnisse ist (gleiche Zentraltemperatur) im Gleichgewichtszustand mit den zur Verfügung stehenden Flüssen des Testbettleaktors und mit dem Brennstabradius des Reaktorkonzepts nicht vollständig erreicht werden kann (siehe Abb. 5-7, dünne Linien). Es erschien daher sinnvoll, die Stabdurchmesser der Testbrennstäbe geringfügig zu vergrößern. Damit kann die Stablängenleistung beträchtlich erhöht werden. Die spez. Brennstoffleistung wird durch eine geringfügig höhere Flußdepression in der Testzelle nur etwas verringert (siehe Abb. 5-7, kräftige Linien)

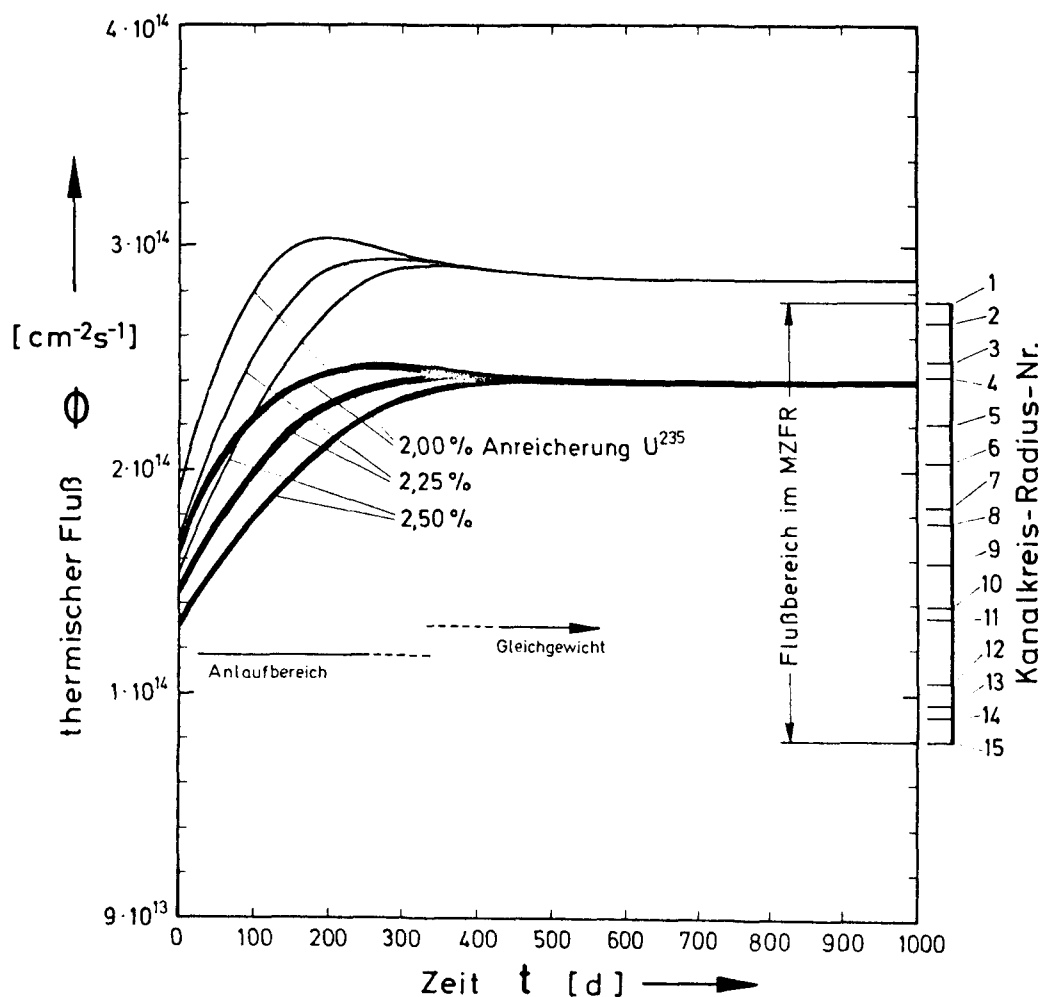


Abb. 5-7 Flussänderung für konstante max. Nennleistung $q''' = 525 \text{ W/cm}^3$, $d = 11,7 \text{ mm}$ (Kräftige Linie) und $d = 10,7 \text{ mm}$ (dünne Linie)

Der Einfluß des Abbrandes auf das Flußverhältnis Reaktor-Brennstoff kann vernachlässigt werden, da es sehr gering ist und die daraus resultierenden Leistungsänderungen ohnehin nicht durch Umsetzen korrigiert werden können.

5.4.4.1 Das Umsetzen

Für verschiedene Anreicherungen und mit den diskreten Flüssen der zur Verfügung stehenden Reaktorpositionen wurde die Leistungsentbindung in Abhängigkeit von der Zeit bestimmt. Die Rechnung wurde abgebrochen, wenn die Leistung so weit abgesunken war, daß durch Anheben des Flusses auf das nächsthöhere Niveau wieder Nennleistung erreicht wurde. Anschließend wurde die Rechnung für diesen Fluß weitergeführt. Als Bedingung für die Auswahl der Anreicherung sollte bei möglichst guter Leistungsanpassung nur zweimal umgesetzt werden. Die hiernach gewählte Anreicherung von 2 % Uran 235 ergab die in Abb. 5-8 dargestellte Leistungskurve.

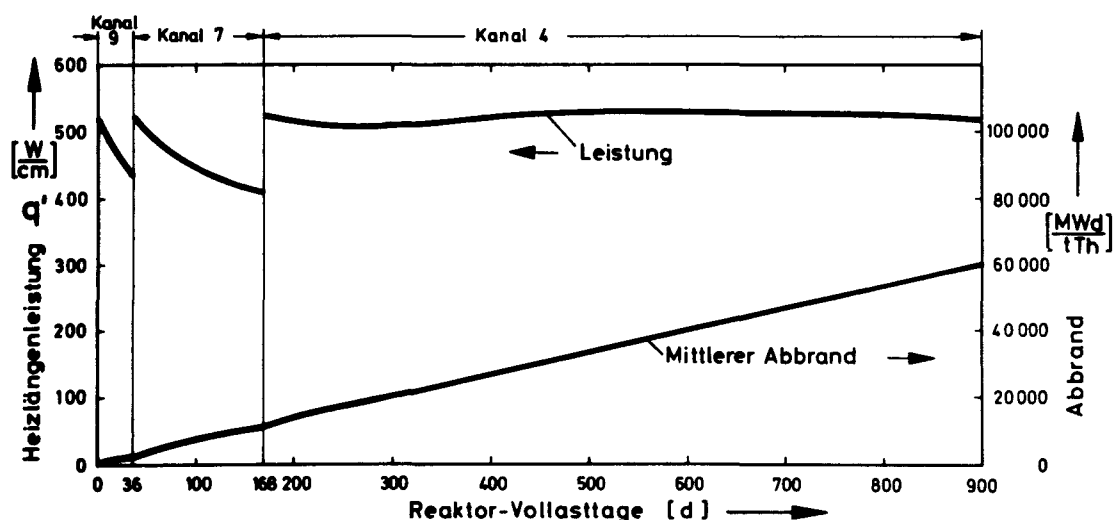


Abb. 5-8 Max. Nennleistung im Testelement abhängig von Umsetzen und Einsatzzeit

5.4.5 Gesamtleistung von Brennstab und Testelement

5.4.5.1 Der Brennstab

Als Auslegungsbedingung wurde Nennleistung an der maximal belasteten Stelle eines maximal belasteten Brennstabes (d.h. in Coremitte $z = 0$ für einen der acht äußeren Brennstäbe) gewählt. Die Gesamtleistung dieses Brennstabes ergibt sich mit der Cosinusverteilung des Reaktorflusses zu

$$N_{Br,1} = \int_{-z_1}^{z_2} q'(0) \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e} dz$$

$$= q'(0) \frac{H_e}{\pi} \left(\sin \frac{\pi}{H_e} \cdot z_1 + \sin \frac{\pi}{H_e} \cdot z_2 \right) \quad 5/14$$

Mit der aktiven Länge $z_1 + z_2 = 278 \text{ cm}$
und der Coreposition $z_1 = 173 \text{ cm}$ und $z_2 = 105 \text{ cm}$
erhält man

$$N_{Br,1} = 121 \text{ kW} . \quad 5/15$$

Weiter errechnet man die mittlere spezifische Brennstableistung mit

$$\bar{q}' = 453 \text{ W/cm} \hat{=} \bar{q}'' = 123 \text{ W/cm}^2 \hat{=} \bar{q}''' = 525 \text{ W/cm}^3 . \quad 5/16$$

Zwischen den 8 äußeren und den 4 zentralen Brennstäben besteht eine Flußdifferenz und damit auch eine Leistungsdifferenz (Abschn. 5.3.2) von

$$\bar{\varnothing}_{Br,0} / \bar{\varnothing}_{Br,1} \hat{=} N_{Br,0} / N_{Br,1} = 0,937 . \quad 5/17$$

Entsprechen wird die Leistung der Zentralstäbe jeweils

$$N_{Br,0} = 0,937 N_{Br,1} = 113 \text{ kW} . \quad 5/18$$

5.4.5.2 Das Testelement

Die Nennleistung des Testelementes ergibt sich mit der Anzahl der jeweiligen Stäbe zu:

$$N_{\text{ges}} = 4 N_{\text{Br},0} + 8 N_{\text{Br},1} = 1,42 \text{ MW} . \quad 5/19$$

6. Das Temperaturfeld im Brennstofftestelement

Die Ableitung der im Brennstoff erzeugten Wärme bedingt einen radialen Temperaturabfall in Richtung des Wärmeflusses. Die Randbedingungen ergeben sich durch die Kühlmittelverhältnisse. Eine möglichst genaue Berechnung des Temperaturfeldes ist einerseits für die Versuchsauswertung, andererseits für die Sicherheit des Brennelementes (und des Reaktors) von entscheidender Bedeutung. Auch die Berechnung von Wärmespannungen und Spaltgasfreisetzung setzen eine Kenntnis des Temperaturverlaufs im Brennelement voraus.

Die Bestimmung des Temperaturprofils geht von drei Annahmen aus, die in der Sicherheitsbetrachtung (Abschn. 8) näher begründet werden.

Es wird vorausgesetzt:

- 1.) Ein ausreichender Kühlmitteldurchsatz im Brennelement.
Die maximal zulässige Kühlmitteltemperatur wird in keinem Fall überschritten.
- 2.) Eine ausreichende Sicherheit des Wärmeübergangs zwischen Hüllrohr und Kühlmittel. (Sicherheit gegen Filmsieden)
- 3.) Die Kenntnis der maximal möglichen spezifischen Brennstoffleistung bei Zusammentreffen aller denkbaren Faktoren, die eine Leistungssteigerung bewirken können.

Der zuletzt genannte Punkt ist für das Temperaturprofil unter Nennlast nicht zu berücksichtigen. Er wird jedoch zur Kontrolle

der maximal auftretenden Temperaturen und damit für die Sicherheit herangezogen. Die für eine Versuchsauswertung wesentliche Temperaturverteilung wird daher im folgenden bereits durch die in Abschnitt 8 gewonnenen Ergebnisse für den Fall extremer Verhältnisse ergänzt.

Mit den angeführten Voraussetzungen ergibt sich das Temperaturprofil im Gleichgewichtszustand des Reaktors unter Vollast (bei Nennleistung bzw. maximal möglicher Leistung mit Sicherheitsfaktoren des Brennelementes). Da die Randbedingungen von seiten des Kühlmittels gegeben sind, wird die Rechnung von den Kühlmittelbedingungen her aufgebaut.

6.1 Kühlmittelbedingungen

Der untere Grenzwert für den Kühlmitteldurchsatz ergibt sich aus der maximal zulässigen Kühlmittelaufheizspanne unter Berücksichtigung sämtlicher Sicherheitsfaktoren. Setzt man voraus, daß die über dem Kühlkanalquerschnitt gemittelte Kühlmittelaustrittstemperatur gerade Sättigungstemperatur (ohne Volumensieden) erreichen darf, so wird die maximal zulässige Enthalpieerhöhung des Kühlmittels mit Berücksichtigung der ungünstigsten Reaktorbetriebsdaten

$$\Delta i_{\max, \text{zul}} = 55,9 \text{ kcal/kg}$$

Wenn man weiterhin berücksichtigt, daß die Gesamtleistung des Testelementes um den Faktor $F_{\Delta N} = 1,42$ (Abschn. 8.2) über der Nennleistung liegen kann, so läßt sich daraus ein erforderlicher Durchsatz von

$$\dot{G} = 3,1 \cdot 10^4 \text{ kg/h}$$

für das Testelement berechnen.

6.1.1 Die Strömungsmessungen

Um einerseits diesen Durchsatz durch das Testelement garantieren zu können und um andererseits zur Leistungsmessung eine möglichst genaue Kenntnis des Kühlmitteldurchsatzes zu erhalten, wurde ein Strömungsversuch mit einem Testelementmodell durchgeführt.* Dazu stand eine Anlage der Firma Siemens in Erlangen zur Verfügung, die eine originalgetreue Nachbildung aller in Frage kommenden Kühlkanalpositionen und der entsprechenden Strömungsverhältnisse des Testbettreaktors zuläßt.

Ein Vergleich von Strömungswiderstand und erforderlichem Durchsatz des Testelements und den entsprechenden Werten des Normalelements des Testbettreaktors ließ erwarten, daß der Durchsatz im Testelement durch eine Testelementdrossel angepaßt werden muß. Das Modell wurde mit einer einfachen Vorrichtung ausgerüstet, um diese Drossel auswechseln zu können. Die Versuchsreihe wurde mit Leichtwasser durchgeführt. Es schien sinnvoll, Temperatur und Druck des Strömungsmittels so anzupassen, daß im Bereich des größten Druckabfalls, und zwar an den Einlaufdrosseln (reaktoreigene Kühlkanaleinlaufdrossel und Testelementdrossel) die gleiche Viskosität wie im Reaktor (Schwerwasser) erzielt wurde. Damit wird in beiden Fällen gleicher Mengenstrom (kg/h) erzielt. Die Testelementdrossel wurde mit 19 Bohrungen versehen, um eine möglichst geringe Einschnürung der Strömung zu erzielen.

Der Durchsatz wurde um den Faktor $F_{\Delta G} \approx 1,2$ höher eingestellt als der zuvor berechnete, um den Unsicherheiten und Meßungenauigkeiten bei der Durchsatzbestimmung nach Abschnitt 8.1.1 Rechnung zu tragen.

*) Die Strömungsversuche wurden von Herrn Schuberth, Siemens-A.G., Erlangen, durchgeführt. Die Meßergebnisse sind in /24/ zusammengestellt.

Dieser Durchsatz von $\dot{G}_{\min} = \dot{G}_q \cdot F_{\Delta G} = 3,72 \text{ kg/h}$ wurde für die erste vorgesehene Reaktorposition (mit der niedrigsten treibenden Druckdifferenz) eingestellt. Für alle weiteren Positionen wurde anschließend der Durchsatz mit der gleichen Drossel gemessen. Die Versuche wurden mit einer zweiten Drossel geringeren Strömungswiderstandes wiederholt, um bei unvorhergesehen größerer Leistung des Testelementes einen höheren Durchsatz einstellen zu können. Ebenso wurden zwei zusätzliche Reaktorpositionen in die Versuche miteinbezogen. Eine Übersicht über die Versuchsbedingungen gibt Tabelle 6-1.

	Strömungs- mittel	Temp.an der Drossel- stelle	Viskosität η kps · m ⁻²	Spez. Volumen m ³ / kg	Nennndruck- abfall $\Delta p_{1/0}$	Mengen- strom kg/h
Modellversuch	H ₂ O	226 °C	$1,245 \cdot 10^{-5}$	$1,196 \cdot 10^{-3}$	2,23 mWs	$\geq F_{\Delta G} \cdot 3,1 \cdot 10^4$ (in Pos. 9)
Reaktor- bedingungen	D ₂ O	250 °C	$1,245 \cdot 10^{-5}$	$1,125 \cdot 10^{-3}$	2,1 mWs	$\geq F_{\Delta G} \cdot 3,1 \cdot 10^4$ (in Pos. 9)

Tabelle 6-1 Daten des Modellversuchs im Maßstab 1:1

Die Strömungsgeschwindigkeit im Testelement liegt zwischen 2,04 m/s in der ersten und 2,4 m/s in der dritten vorgesehenen Reaktorposition und entspricht damit etwa der des Referenz-
elements.

Abb. 6-2 und 6-3 zeigen die Strömungswiderstände in den verschiedenen Reaktorpositionen.

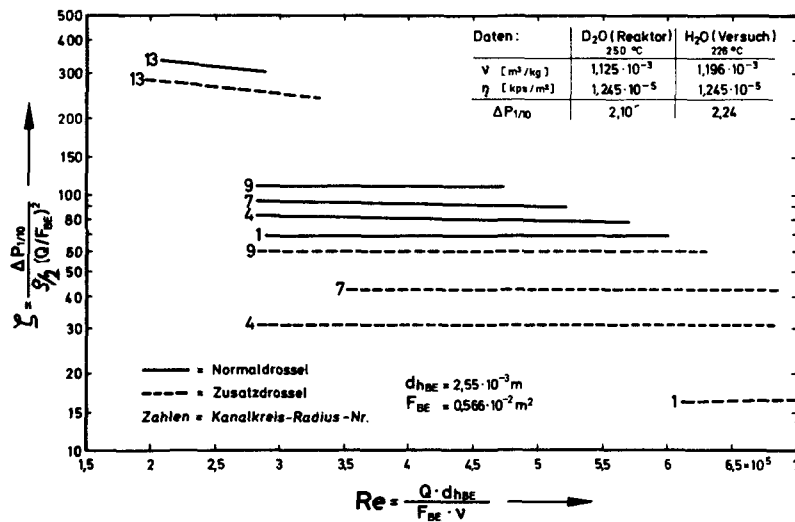


Abb. 6-2 Durchsatzkennlinie für das Testelement

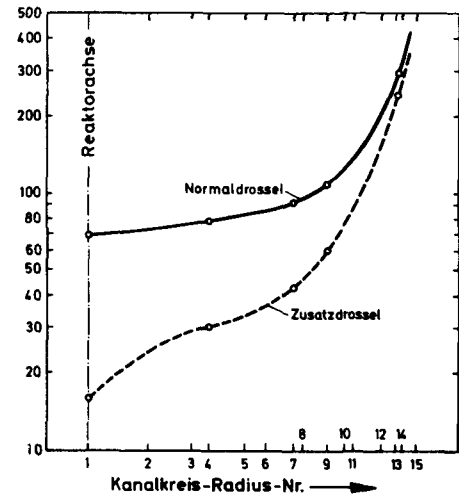


Abb. 6-3 Strömungswiderstände in den einzelnen Reaktorpositionen

Der Kühlmittelnennndurchsatz \dot{G}_{nenn} durch die einzelnen Positionen, wie er sich aus den Messungen ergeben hat, ist in Tabelle 6-4 angegeben. Man erkennt, daß der Nennzusatz \dot{G}_{nenn} nahezu genau dem gewünschten Mindestdurchsatz \dot{G}_{min} in Position 9 angepasst werden konnte.

Tabelle 6-4: Kühlmittelnennndurchsatz \dot{G}_{nenn} kg/h in den einzelnen Reaktorpositionen.

Position	13	9	7	4	1
Normal-Drossel	$2,22 \cdot 10^4$	$3,74 \cdot 10^4$	$4,08 \cdot 10^4$	$4,36 \cdot 10^4$	$4,64 \cdot 10^4$
Zusatz-Drossel	$2,44 \cdot 10^4$	$4,97 \cdot 10^4$	$5,87 \cdot 10^4$	$6,92 \cdot 10^4$	$9,62 \cdot 10^4$

6.1.2 Die Kühlmitteltemperatur

Auf die axiale Kühlmitteltemperaturverteilung ist die radiale Leistungsdifferenz in den verschiedenen Brennstäben des Testelementes nur von geringem Einfluss, zumal eine radiale Durchmischung des Kühlmittels zu erwarten ist./25/ Es kann daher eine über den Gesamtquerschnitt aller zwölf Brennstäbe des Testelementes gemittelte und auf die Längeneinheit bezogene Testelementleistung $q'_{12}(z)$ bestimmt werden, die entsprechend der Gleichung 5/3 der Flussverteilung folgt, (vergl. Abb. 6-5c), also

$$q'_{12}(z) = q'_{12}(0) \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e} \quad . \quad 6/1$$

Die mittlere Enthalpieerhöhung des Kühlmittels vom Kühlmittel-eintritt ($z = -h/2$) bis zur Stelle z ergibt sich dann mit

$$i(z) - i(-\frac{h}{2}) = \Delta i(z) = \frac{1}{\dot{G}} \cdot \int_{-\frac{h}{2}}^z q'_{12}(0) \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e} \, dz \quad , \quad 6/2$$

und integriert

$$\Delta i(z) = \frac{q'_{12}(0)}{\dot{G}} \cdot \frac{H_e}{\pi} \cdot \left(\sin \frac{\pi \cdot z}{H_e} + \sin \frac{\pi \cdot h}{H_e} \right) \quad . \quad 6/3$$

Mit dem Nennwert $q'_{12}(0) = 7140 \text{ W/cm}$ und einer Kühlmittelseintrittstemperatur von 250°C ergibt sich für die erste Reaktorposition die in Abb. 6-5a aufgetragene axiale Temperaturverteilung.

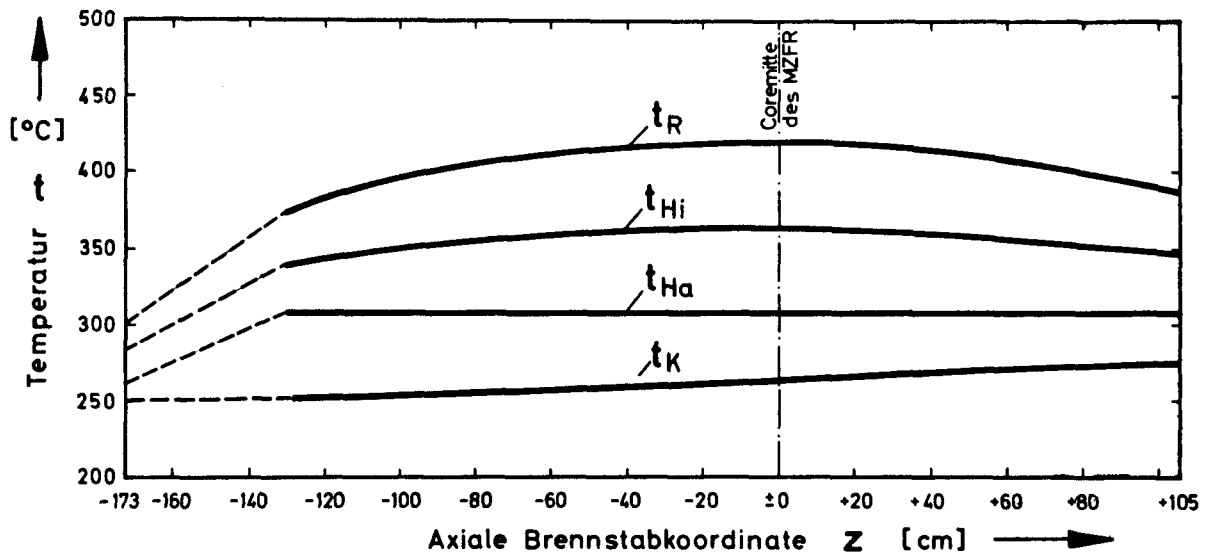


Abb. 6-5a Axialer Temperaturverlauf im Hüllrohrbereich
 t_R = Brennstoffrandtemp., t_{Hi} = Hüllrohrinnentemp.
 t_{Ha} = Hüllrohraußentemp., t_K = Kühlmitteltemp.

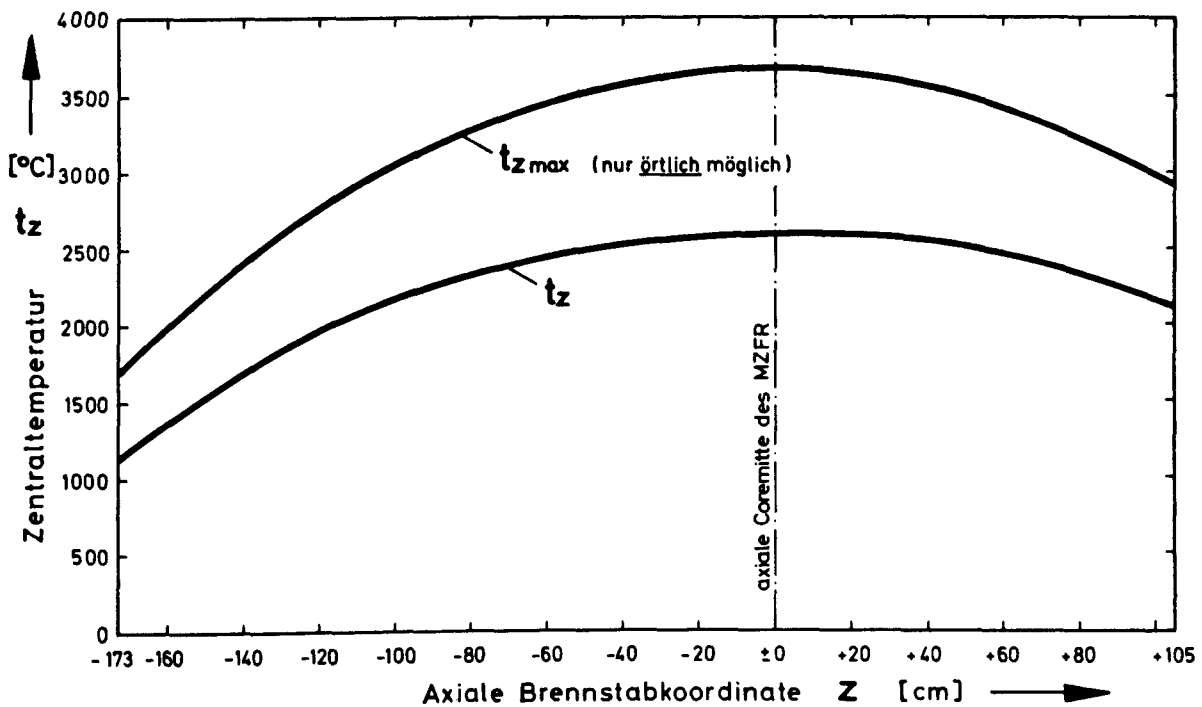


Abb. 6-5b Axialer Temperaturverlauf in der Brennstoffmitte

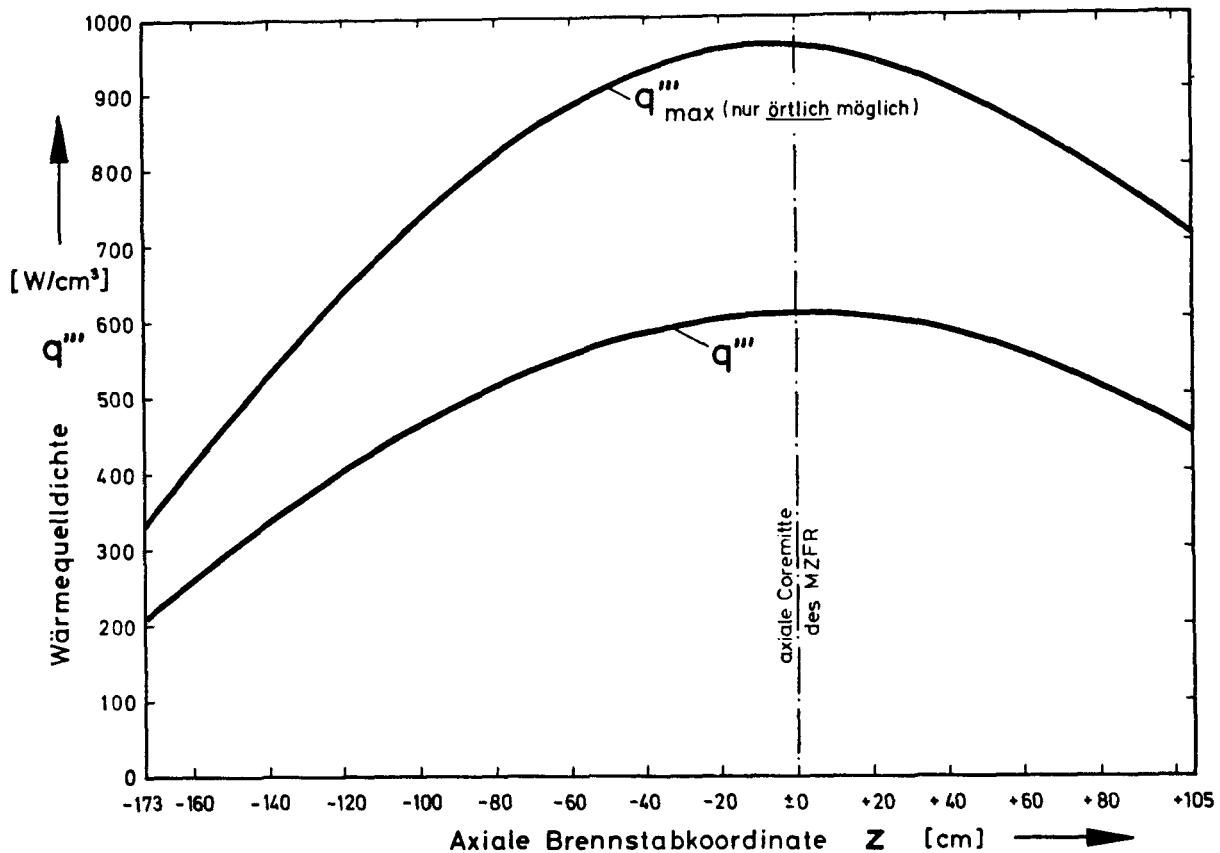


Abb. 6-5c Axiale Wärmequellendichteverteilung im höher belasteten Brennstab

6.2 Temperaturdifferenz in der Grenzschicht

Der Wärmeübergang zwischen Hüllrohr und Kühlmittel erfolgt unter Nennlast in zwei Formen:

1. In einem kleinen Anlaufbereich als Verdampfen bei kleinen Heizflächenbelastungen. In diesem Gebiet liegen die Verhältnisse wie bei der freien Konvektion. Im vorliegenden Fall kann diese Form des Wärmeübergangs nach /26/ unterhalb einer Heizflächenbelastung von etwa 70 W/cm^2 (300 W/cm^3) angenommen werden. Bei Nennleistung des Testelements liegt der untere Teil der Brennstäbe bis zu einer Corehöhe von $Z = -130 \text{ cm}$ im entsprechend niedrigen Leistungsbereich. Auf dieser Länge sind geringere Temperaturen zu erwarten als bei intensivem Blasensieden (Punkt 2). Bei Berücksichtigung der Sicherheitsfaktoren beträgt der Anlaufbereich nur wenige cm.

2. Im Bereich intensiven Blasensiedens bei unterkühltem Kühlmittel. Solange der Übergang zum Filmsieden ausgeschlossen bleibt (s. Sicherheitsbetrachtung), besteht praktisch kein direkter Zusammenhang zwischen Hüllrohrtemperatur und Kühlmitteltemperatur. Vielmehr wird die Hüllrohrtemperatur durch die Kühlmittelsättigungstemperatur bestimmt.

Nach Jens-Lottes /27/ wird üblicherweise die Differenz zwischen der Temperatur der Hüllrohroberfläche t_{Ha} und der Kühlmittelsättigungstemperatur t_s angegeben. Die Berechnung dieser Temperaturdifferenz Δt_{Hs} erfolgt nach der Beziehung

$$\Delta t_{Hs} = t_{Ha} - t_s = 26 \cdot (q'' \cdot 10^{-6})^{0,25} \cdot e^{-p/63} \quad 6/4$$

In dieser Zahlenwertgleichung hat die Heizflächenbelastung q'' die Dimension $\text{kcal/m}^2 \cdot \text{h}$.

Setzt man die Nennbelastung an der Stelle höchster Leistung ($z = 0$) ein, so wird

$$\Delta t_{Hs} \approx 4 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Da die Sättigungstemperatur und der Druck des Kühlmittels über der Kanallänge nahezu konstant bleibt und die Heizflächenbelastung nur wenig Einfluss auf Δt_{Hs} hat, kann in guter Näherung eine konstante Hüllrohrtemperatur von etwa $t_s + t_{Hs} = 305^\circ\text{C}$ über den ganzen Kanal angenommen werden. Diese Temperatur ist in Abb. 6-5a eingezeichnet.

Mit Berücksichtigung der Sicherheitsfaktoren kann an einzelnen Brennelementen im Auslaufbereich Sieden im Sättigungszustand erreicht werden. Der Einfluß auf die Hüllrohrtemperatur ist nicht groß. Er wird im Rahmen der Sicherheitsbetrachtung in Abschn. 8.3 untersucht.

6.3 Temperaturdifferenz im Hüllrohr

Zur Bestimmung der Temperaturdifferenz $\Delta t_H(z)$ im Hüllrohr wird die Heizlängenbelastung $q'(z)$ (W/cm) herangezogen, deren axiale Verteilung im Brennstab proportional der Wärmequellendichte $q'''(z)$ entsprechend Abbt. 6-5c verläuft. Es gilt allgemein

$$\Delta t_H(z) = q'(0) \cdot \cos\left(\frac{\pi z}{H_e}\right) \cdot \frac{\ln(d_a/d_i)}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_H} \quad . \quad 6/5$$

Dabei sind d_a und d_i der Außen- bzw. der Innendurchmesser des Hüllrohres. Die Wärmeleitfähigkeit des Hüllrohrmaterials λ_H wird bei einer mittleren Hüllrohrtemperatur von 320 bis 350°C mit $\lambda_H = 0,157 \text{ W/cm}^\circ\text{C}$ angenommen. Für die Hüllrohrinnentemperatur t_{H1} ergibt die Rechnung den in Abb. 6-5a eingetragenen Verlauf. Die maximale Temperaturdifferenz im Hüllrohr beträgt bei Nennleistung $\Delta t_H = 57^\circ\text{C}$. Für die maximal mögliche Leistung wurde unter Berücksichtigung der Sicherheitsfaktoren $F_{\Delta q}$ eine maximale Temperaturdifferenz von $\Delta t_{H\max} = 87^\circ\text{C}$ berechnet.

6.4 Temperaturdifferenz im Übergangsbereich zwischen Hüllrohr und Brennstoff ("Spalt")

Im Wärmeübergang zwischen Brennstoff und Hüllrohr zeigt sich ein besonderer Vorteil der Brennstoffpartikelschüttung. Da ein dichtes Anliegen der Partikel am Hüllrohr infolge der Wärme-
dehnung des Brennstoffs bei Leistungsentbindung vorausgesetzt werden kann, werden wesentliche Fertigungsprobleme vermieden, die bei einer Brennstofftablettenfüllung bei der Anpassung des Spaltes auftreten. Dennoch ist auch bei einer Partikelschüttung ein erhöhter Wärmewiderstand in der Randzone zu erwarten, da durch das Anliegen der Partikel an der Wand eine Dichteverring-
erung der Schüttung in diesem Gebiet vorausgesetzt werden muß, die sich auf den Bereich etwa eines halben Partikeldurchmessers beschränkt.

Die Abschätzung der Wärmeleitfähigkeit der ungesinterten Partikelschüttung im folgenden Abschnitt basiert auf einer dem vorliegenden Brennstoff sehr nahe kommenden Modellvorstellung einer Kugelpackung unter Berücksichtigung eines Füllfaktors, der die Abweichung der Packungsdichte von der theoretisch dichtesten Packung berücksichtigt. Es ist daher naheliegend, den Wärmewiderstand in der Randzone derart abzuschätzen, daß die Wärmeleitfähigkeit für einen halben Durchmesser $d/2$ der kleinen Partikelfraktion mit einer entsprechend verringerten Packungsdichte berechnet wird.

Stellt man sich in Abb. 6-6 die Kugeln C und D nach hinten versetzt räumlich vor, so erkennt man, daß im Vergleich zur dichten Kugelpackung der gestrichelte Abschnitt der Kugel C wegfällt. Man erhält eine Dichteverringering bezogen auf $d/2$ von etwa 18%. Nach der im folgenden Abschnitt angegebenen Formel wird dadurch die Wärmeleitfähigkeit in diesem Bereich um etwa 30 % bis 60 % verringert. Im ungünstigen Fall erhält man bei Nennlast etwa einen zusätzlichen Temperaturabfall in der Randzone von

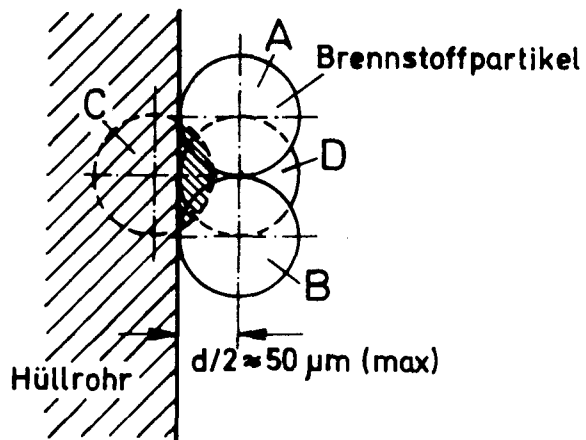


Abb. 6-6 Kugelschüttung am Brennstoffrand

$$\Delta t_s (z=0) \approx 50^\circ\text{C}$$

Dieser zusätzliche Temperaturabfall kann der Einfachheit halber für die weitere Rechnung als Temperaturabfall in einem infinitesimalen Spalt zwischen Hüllrohr und Brennstoff gedacht werden, so daß der Temperaturabfall im Brennstoff ohne Berücksichtigung der verringerten Wärmeleitfähigkeit bis zum Hüllrohrradius be-

rechnet wird. Die Randtemperatur t_R des Brennstoffes wird um die Temperatur Δt_s höher angenommen als die Hüllrohrinnentemperatur. Diese Randtemperatur ist in Abb. 6-5a in Abhängigkeit von z eingezeichnet.

6.5 Temperaturverteilung im Brennstoff

Die Temperaturverteilung im Brennstoff ist neben der Wärmequellldichte entscheidend von der Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffes abhängig, deren Kenntnis bei hohen Temperaturen selbst bei den bekannten Uranoxid-Brennstoffen noch nicht vollkommen ist. Diese Unsicherheiten sind für Thoriumoxid noch größer.

Zwar sind eine Reihe von Angaben über Thoriumoxid-Sinterkörper verschiedener Dichte vorhanden, jedoch muß die Wärmeleitfähigkeit insbesondere der Partikelschüttung theoretisch abgeschätzt werden. Die Bedeutung der Wärmeleitfähigkeit war mit ein Grund für die beschriebene Kapselbestrahlung, mit deren Ergebnissen eine Bestätigung der Abschätzung gefunden werden sollte.

Die Wärmeleitfähigkeit von Brennstoff, Partikelschüttung und Sinterkörpern ist für die Auslegung und Sicherheit des Reaktors von entscheidender Bedeutung. Die Verfahren zur Bestimmung dieser Werte müssen daher kurz erläutert werden.

6.5.1 Die Wärmeleitfähigkeit

Da die Kugelschüttung bei hoher Temperatur sintert, ist mit einer unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeit in Schüttung bzw. Sinterkern zu rechnen.

Bei kurzzeitiger Temperatureinwirkung (bis 140 min out of pile)

ist die Sintertemperatur bei 1900°C anzunehmen. /19/ Es ist jedoch bekannt, daß die Sintertemperatur insbesondere durch Bestrahlung reduziert wird.

Für Thorium-Sinterkörper sind zwar eine Reihe von Angaben über die Wärmeleitfähigkeit bekannt, /28/ die auch den Einfluss der Dichte und des Urangehaltes berücksichtigen, /29/ die Temperatur des Sinterkerns liegt im vorliegenden Fall jedoch erheblich oberhalb des bei den Messungen erfassten Bereichs. Ebenso ist die Dichte des Sinterkerns nur schwer abzuschätzen. Daher kann auch für den gesinterten Brennstoff nur eine relativ grobe Abschätzung gemacht werden.

6.5.1.1 Die Wärmeleitfähigkeit der Kugelschüttung

Die Abschätzung der Wärmeleitfähigkeit ungesinterter Partikelschüttungen aus vorgegebenen Daten der Schüttung wurde bereits mit verschiedenen Modellvorstellungen versucht. Aus diesen Verfahren wurde eine Näherung ausgewählt, die auf dem Modell einer Kugelschüttung entwickelt wurde /30/ und daher für die vorliegenden kugeligen Partikel besonders geeignet erscheint.

Diese Methode berücksichtigt auch eine Gasfüllung der Hohlräume und geht auf die Wärmeübergangsmechanismen im Bereich kleinster Abstände, also in der Nähe der Kontaktstellen ein. Bei den folgenden Untersuchungen soll der Wärmeübergang durch Strahlung - der bei der vorliegenden Partikelgröße erst ab etwa 1500°C an Einfluß gewinnt /31/ - vernachlässigt werden.

Die Wärmeleitfähigkeit λ_s der Partikelschüttung ergibt sich aus der Beziehung

$$\lambda_s = \lambda_g \cdot \left[\varepsilon + \frac{\beta \cdot (1 - \varepsilon)}{K + \gamma \cdot (\lambda_g / \lambda_f)} \right] \quad . \quad 6/6$$

Es bedeuten

- λ_f = Wärmeleitfähigkeit des Feststoffes (Abb. 6-7, Kurve C_1)
- λ_g = Wärmeleitfähigkeit des Füllgases Helium
- ε = Volumenanteil des Hohlraumes ($\hat{=}$ 1-Schüttdichte)
- β = Von der Dichte der Kugelpackung abhängiger Faktor zur Berücksichtigung der Wärmeflussrichtung. Bereich:
 $\beta = 0,895$ für dichteste Packung
 $\beta = 1$ für geringe Packungsdichte. Angenommen $\beta = 0,92$
- K = Faktor für den Wärmeübergang im Bereich der Kontaktstellen. Hier: $K \approx 0,04$
- γ = Faktor für die Wärmeleitung im Partikel
 Für Kugelpartikel: $\gamma = 0,67$.

Berechnet man nun λ_g für verschiedene Temperaturen durch Einsetzen der entsprechenden λ_f und λ_g , so erhält man die in Abb. 6-7 mit Kurve A dargestellte Wärmeleitfähigkeit. Auffallend ist die geringe Temperaturabhängigkeit von λ_g , die durch die mit der Temperatur ansteigende Wärmeleitfähigkeit des Füllgases erklärt werden kann. Die Wärmeleitfähigkeit soll daher

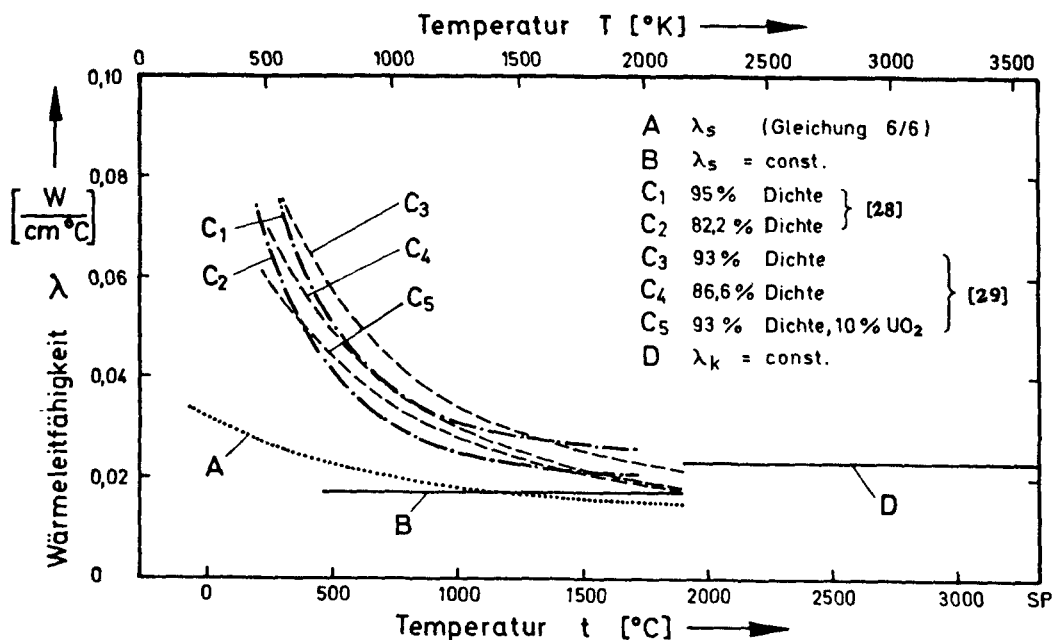


Abb. 6-7 Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffes

als temperaturunabhängig entsprechend Gerade B angenommen werden, wenn eine hinreichende Bestätigung aus der Kapselbestrahlung gefunden wird.

Diese Bestätigung zeigt Abb. 6-8. In einen Brennstabquerschliff an einer Stelle mit der Belastung von 525 W/cm -entsprechend der max. Nennbelastung des Testelementes- wurden die Temperaturgrenzen von 1700°C und 1900°C eingetragen. In diesem Temperaturbereich ist die Sintergrenze bei der vorliegenden Bestrahlungsdauer zu erwarten. Wie die Abbildung zeigt, ist die Sintergrenze in diesem Bereich auch eindeutig festzustellen.

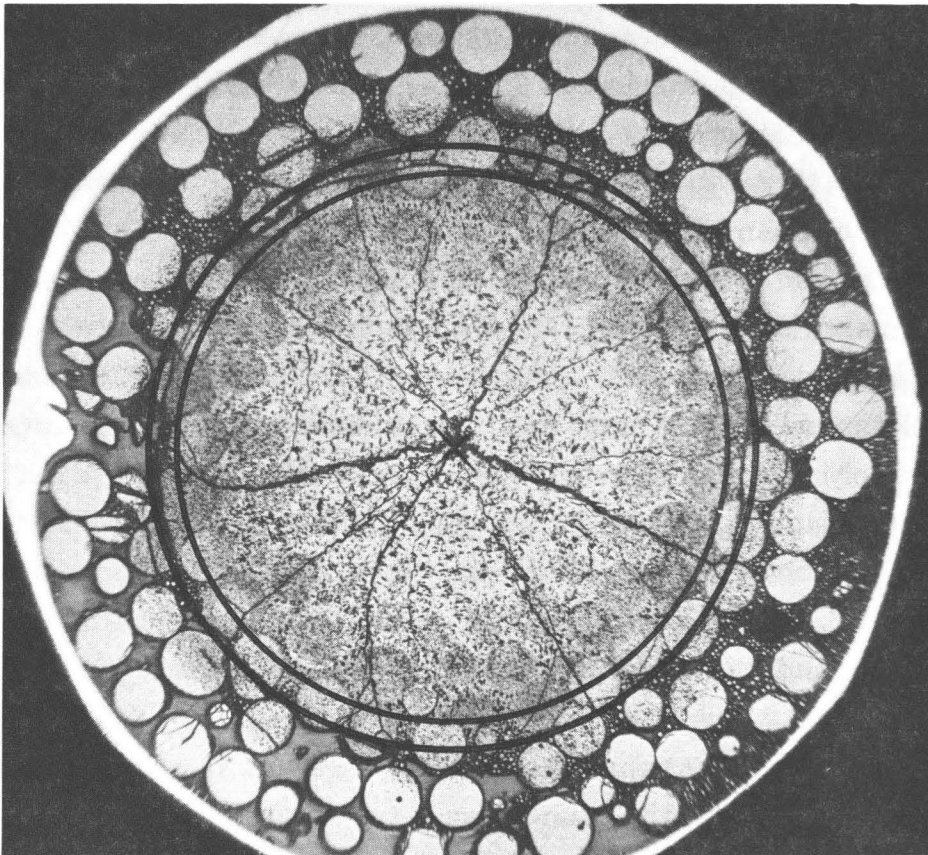


Abb. 6-8 Querschliff von der Kapselbestrahlung
bei einer Leistung von $q' = 525 \text{ W/cm}$
äußerer Kreis: 1700°C } Jeweils mit λ_s
innerer Kreis: 1900°C }

Auch die neuesten Untersuchungen über die Wärmeleitfähigkeit speziell an Thoriumoxid-Partikelschüttungen weisen auf nahezu temperaturunabhängige Werte hin./32/ Die Ergebnisse zeigen unter Beachtung der starken Abhängigkeit vom Druck des Füllgases (bei niedrigen Drücken bis etwa 2 at) sehr gute Übereinstimmung mit den vorliegenden Rechnungen.

6.5.1.2 Die Wärmeleitfähigkeit des Sinterkerns

Die Wärmeleitfähigkeit des Sinterkerns ist zeitabhängig, da durch die bekannte Blasenwanderung zur Brennstabmitte die Dichte des Sinterkerns zunimmt. Dabei bildet sich in der Brennstabmitte ein Loch aus (vgl. Abb. 3-8). Durch diesen Effekt ist eine Zunahme der Wärmeleitfähigkeit und eine Verringerung der Wärmetransportlänge, damit also eine Absenkung der Zentraltemperatur zu erwarten. Andererseits ist die Wärmeleitfähigkeit keramischer Brennstoffe nicht unerheblich von der Bestrahlungsdosis abhängig und nimmt mit zunehmender Bestrahlung ab. Hinzu kommt die Unkenntnis über das Maß sowie über die Geschwindigkeit der Verdichtung des Sinterkerns, ferner über den Einfluss des im Porenvolumen verbleibenden Füllgasanteils, insbesondere aber das Fehlen von Angaben über die Wärmeleitfähigkeit oberhalb 2000°C. Abb. 6-7 zeigt mit den Kurven C die verschiedenen, hier interessierenden Messergebnisse für Thoriumoxid-Sinterkörper. Aus diesen Kurven wurde eine oberhalb 1800°C konstante Wärmeleitfähigkeit λ_k entsprechend der Geraden D abgeschätzt. Diese Abschätzung erscheint zunächst etwas optimistisch. Wenn man jedoch die Bestrahlungsergebnisse mit extrem hohen Belastungen nach Abschn. 3.3 berücksichtigt, bei denen keinerlei Schmelzen im Brennstoff nachgewiesen werden konnte, darf angenommen werden, daß der zunehmende Einfluss der Wärmeleitung durch Elektronen /33/ und die zunehmende Dichte ein λ_k zumindest dieser Höhe erwarten läßt.

6.5.2 Einfluß der radialen Wärmequellldichtevertelung im Thoriumbrennstoff

Die Wärmequellldichtevertelung im Brennstoff folgt der Neutronenflussdepression zur Brennstoffmitte. Diese Absenkung hat für Uranbrennstoffe und bei kleinen Brennstabradien (=geringe Flußabsenkung) nur wenig Einfluss auf die Brennstofftemperaturen und wird außerdem mit zunehmendem Abbrand ausgeglichen.

Der höhere Absorptionsquerschnitt des Thoriums lässt jedoch eine stärkere Flußabsenkung erwarten, wobei durch die ebenfalls flußabhängigen Brutprozesse bei längerer Bestrahlung ein nur geringer Ausgleich zu erwarten ist. Trotz der geringen Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit und der entsprechenden Unsicherheit bei der Berechnung der absoluten Temperaturen wird daher zunächst der Einfluss der Wärmequellldichtevertelung untersucht und mit den Ergebnissen der üblichen Näherungsrechnung verglichen.

Die Ergebnisse zeigen, daß die radiale Wärmequellldichte vernachlässigt und die Berechnung der Spaltgasfreisetzung mit Hilfe der Näherung mit nur geringem Fehler zur sicheren Seite hindurchgeführt werden kann.

Die Wärmequellldichtevertelung entspricht der Flußvertelung im Brennstoff. Diese wird üblicherweise mit der Diffusionsgleichung beschrieben, wobei der Quellterm für thermische Neutronen vernachlässigt werden kann, da im Brennstoffbereich keine nennenswerte Neutronenbremsung stattfindet. Man erhält

$$D \cdot \nabla^2 \cdot \phi(r) - \Sigma_a \phi(r) = 0 \quad . \quad 6/7$$

mit der Lösung für zylindrische Brennstäbe

$$\phi(r) = \phi(0) \cdot I_0(\kappa \cdot r) \quad . \quad 6/8$$

Hierin gibt κ die reziproke Diffusionslänge an. I_0 ist die modifizierte Besselfunktion. Die Gleichung setzt voraus, daß der Streuquerschnitt des Brennstoffes Σ_s groß gegenüber seinem Absorptionsquerschnitt Σ_a ist. Mit dem für (Thorium-2% Uran) - Oxid für thermische Neutronen errechneten Werten $\Sigma_s = 0,3907 \text{ cm}^{-1}$ und $\Sigma_a = 0,3561 \text{ cm}^{-1}$ sind also nur ungenaue Werte zu erwarten.

Bekannte Verfahren nach der Stoßwahrscheinlichkeitsmethode lassen zwar eine bessere Abschätzung zu, geben jedoch keine radiusabhängige Funktion einfacher Form an. Man kann jedoch voraussetzen, daß die Flußverteilung der Gleichung 6/8 genügt, wenn man die reziproke Diffusionslänge κ mit den Randbedingungen einer Rechnung nach der Stoßwahrscheinlichkeit korrigiert.

Mit dem zur Verfügung stehenden Rechenprogramm und den Daten des Testbrennstabes ließ sich ein Flußverhältnis von

$$\phi(R)/\phi(0) \approx 1,075 \quad . \quad 6/9$$

abschätzen. Mit $\phi(R)$ ist die Flußhöhe am Brennstoffrand, mit $\phi(0)$ in seiner Achse angegeben. Der korrigierte Wert für κ ergibt sich zu $\kappa = 1,03 \text{ cm}^{-1}$.

Man erhält die radiusabhängige Flußverteilung

$$\phi(r) = \phi(0) \cdot I_0(1,03 \cdot r) \quad . \quad 6/10$$

und entsprechend die Wärmequellldichte

$$q'''(r) = q'''(0) \cdot I_0(1,03 \cdot r) \quad . \quad 6/11$$

Schließlich ist eine Umrechnung der Wärmequellldichte in der Brennstoffachse auf die vorgegebene mittlere Wärmequellldichte \bar{q}''' durchzuführen, die sich aus dem Integral

$$\bar{q}''' = \frac{1}{R^2 \cdot \pi} \cdot \int_0^R \int_0^{2\pi} r \cdot q(r) \cdot dr \cdot d\varphi \quad . \quad 6/12$$

nach Einsetzen von $q'''(r)$ aus Gl. 6/11 ergibt. Durch Substitution ist eine analytische Lösung möglich, man erhält nach entsprechendem Umformen

$$\begin{aligned} q'''(r) &= \bar{q}''' \frac{x \cdot R \cdot I_0(x \cdot r)}{2 \cdot I_1(x \cdot R)} \quad . \quad 6/13 \\ &= 0,97 \cdot \bar{q}''' \cdot I_0(x \cdot r) \quad . \end{aligned}$$

6.53 Die axiale Wärmequellldichtevertelung

Der Verlauf der axialen Wärmequellldichte ist dem Neutronenfluß proportional. Nach Gleichung 5/1 wird

$$q'''(z) = q'''(z=0) \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e} \quad . \quad 6/14$$

6.54 Allgemeine Wärmequellldichtevertelung im Brennstoff

Mit den Gleichungen der Abschnitte 6.5.2 und 6.5.3 läßt sich die Wärmequellldichtevertelung im Brennstoff abhängig von r und z allgemein ausdrücken.

$$q'''(r, z) = \bar{q}_0''' \cdot \frac{x \cdot R}{2 \cdot I_1(x \cdot R)} \cdot I_0(x \cdot r) \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e} \quad . \quad 6/15$$

Für \bar{q}_0''' ist die maximale Nenn-Wärmequellldichte an der höchstbelasteten Stelle ($z=0$) also $\bar{q}_0''' = 608 \text{ W/cm}^3$ einzusetzen.

6.5.5 Die Temperaturberechnung

6.5.5.1 Mit radiusabhängiger Wärmequellldichtevertelung

Der allgemeine Ansatz zur Berechnung der Brennstofftemperatur unter der Voraussetzung, daß nur radialer Wärmefluß auftritt, lautet:

$$\int_0^r \frac{1}{r} \cdot \left[\int_0^r q'''(r, z) \cdot r \cdot dr \right] \cdot dr = \int_{t_0}^{t_r} \lambda(t) \cdot dt \quad . \quad 6/16$$

Der Index o bezieht sich auf die Brennstoffachse.

Unter der Voraussetzung bekannter Brennstoffrandtemperatur $t_R(z)$, mit konstanter Wärmeleitfähigkeit der Partikelschüttung, mit der Sintertemperatur t_1 und dem Radius des Sinterkerns $r_1(z)$ gilt für die Schüttung

$$\int_{r_1}^R \frac{1}{r} \cdot \left[\int_0^r q'''(r, z) \cdot r \cdot dr \right] \cdot dr = \int_{t_R}^{t_1} \lambda_s \cdot dt \quad . \quad 6/17$$

und für den Sinterkern

$$\int_0^{r_1} \frac{1}{r} \cdot \left[\int_0^r q'''(r, z) \cdot r \cdot dr \right] \cdot dr = \int_{t_1}^{t_0} \lambda_k \cdot dt \quad . \quad 6/18$$

Nach Einsetzen von $q'''(r, z)$ nach Gleichung 6/15 und Integration erhält man für die Schüttung:

$$t_1 - t_R(z) = \bar{q}_0''' \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e} \cdot \frac{R^2}{4 \cdot \lambda_s} \cdot \left[\frac{I_0(x \cdot R) - I_0(x \cdot r_1)}{(1/2) \cdot x \cdot R \cdot I_1(x \cdot R)} \right] \quad . \quad 6/19$$

und für den Sinterkern

$$t_0(z) - t_1 = \bar{q}_0''' \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e} \cdot \frac{r_1^2(z)}{4 \cdot \lambda_k} \cdot \left[\frac{I_0(x \cdot r_1(z)) - 1}{(1/2) \cdot x \cdot r_1(z) \cdot I_1(x \cdot r_1(z))} \right] \quad . \quad 6/20$$

Setzt man die Sintertemperatur als bekannt voraus, so errechnet man nach Gleichung 6/19 den Radius $r_1(z)$ des Sinterkerns an

jeder beliebigen Stelle z . Für eine Sintertemperatur von 1900°C , wie sie zu Bestrahlungsbeginn zu erwarten ist, wurde diese Rechnung durchgeführt. In Abb. 6-9 ist das Ergebnis für Nennleistung eingezeichnet. Der schraffierte Bereich verdeutlicht dabei die Größe des Sinterkerns. Die zweite Isotherme von 1550°C ist für die Berechnung der Spaltgasfreisetzung von Bedeutung. Wie bereits erläutert, ist allerdings ein Wachsen des Sinterkerns mit zunehmender Bestrahlung zu erwarten.

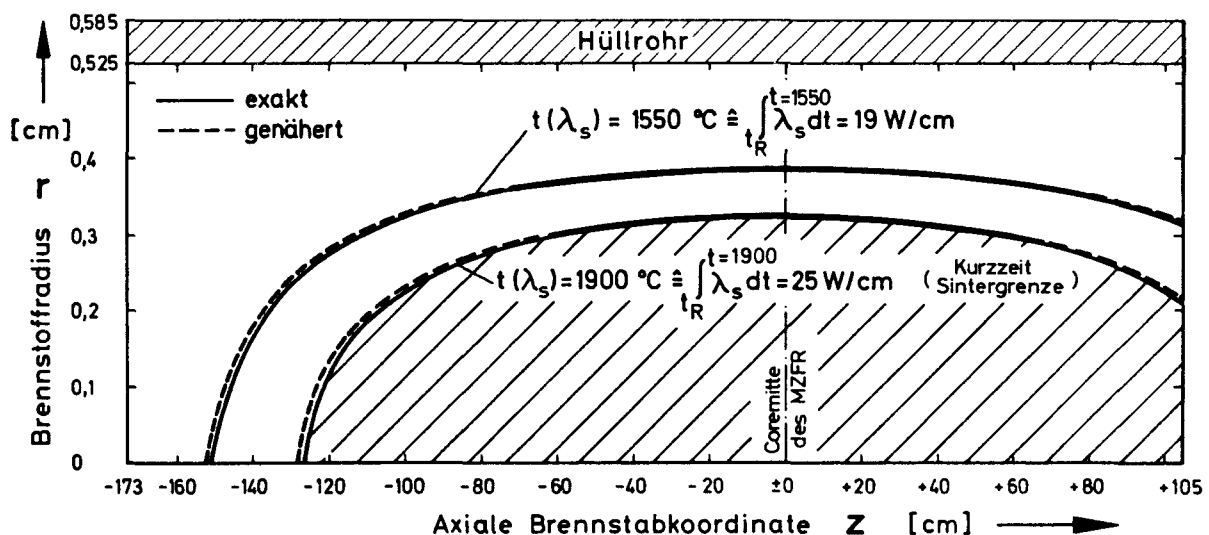


Abb. 6-9 Isothermen im Brennstab bei Nennleistung.
(Der schraffierte Bereich des Brennstoffes erreicht eine Temperatur oberhalb 1900°C und verdeutlicht die Größe des Sinterkerns)

Mit Kenntnis des Sinterkernradius errechnet man die Zentraltemperatur nach Gl. 6/20 bei einer Sintertemperatur von 1900°C und erhält für Nennlast (t_z) und unter Berücksichtigung des Sicherheitsfaktors $F_{\Delta t} = 1,59$ ($t_{z,\max}$) die in Abb. 6-5b aufgetragenen Ergebnisse.

6.5.5.2 Mit radial konstanter Wärmequellldichtevertelung

Für konstante Wärmeleitfähigkeit wird die Temperatur im Brennstoff beschrieben mit

$$t(r, z) = t_R(z) + \bar{q}_0''' \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e} \cdot \frac{1}{4 \cdot \lambda} \cdot (R^2 - r^2) \quad . \quad 6/21$$

Damit ergibt sich für die Schüttung

$$t_1 - t_R(z) = \bar{q}_0''' \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e} \cdot \frac{1}{4 \cdot \lambda_s} \cdot (R^2 - r_1^2(z)) \quad 6/22$$

und für den Sinterkern

$$t_0(z) - t_1 = \bar{q}_0''' \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e} \cdot \frac{1}{4 \lambda_k} \cdot r_1^2(z) \quad . \quad 6/23$$

Vergleicht man die Ergebnisse der Näherung mit den nach dem genaueren Verfahren berechneten Werten, so beträgt der Fehler bei den maximalen Brennstofftemperaturen weniger als ein Prozent. Auch bei besserer Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit kann also trotz der größeren Flußabsenkung im Thoriumbrennstoff bei vorliegender und ähnlicher Geometrie auf die Berücksichtigung der radialen Wärmequellldichtevertelung verzichtet werden.

Das gleiche gilt für die Berechnung der Spaltgasfreisetzung in den in einem bestimmten Temperaturbereich liegenden Brennstoffvolumina. Obwohl hier der Fehler bei der Temperaturberechnung quadratisch eingeht, bleibt er dennoch minimal. Außerdem wird nach der sicheren Seite gerechnet, da die wichtigen Temperaturgrenzen bereits im Bereich der durch die Wärmequellldichtevertelung verringerten Temperaturen liegen. Für die zwei wesentlichen Isothermen, und zwar die Sintergrenze (1900°C) und für 1550°C sind die Differenzen der Berechnungsmethoden durch die unterbrochene Linie (Näherung) und die durchgezogene Linie in Abb. 6-9 angedeutet.

Unabhängig von der Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit können diese Isothermen auch durch das Wärmeleitintegral beschrieben werden. Dann gilt für die Sintergrenze (entsprechend der rechten Seite von Gl. 6/17) $\int_{t_R}^{t_S} \lambda_s \cdot dt = 25 \text{ W/cm}$. Mit Kenntnis der Wärmequell-dichte kann dieser Wert bei der Versuchsauswertung anhand der Sintergrenze nachgemessen werden, wie es bei der Kapselbestrahlung bereits gezeigt wurde.

6.6 Die radiale Temperaturverteilung im Testelement

Die radiale Neutronenflußverteilung über dem Testelement (Abschnitt 5.3) bewirkt eine geringfügige Leistungsdifferenz zwischen den äußeren und den inneren Brennstäben im Bündel. Die Temperaturen sind in den vier Zentralstäben infolge der Neutronenflußabsenkung etwas geringer. Das etwas niedrigere Leistungsniveau bietet bei der Auswertung des Versuches günstige Vergleichsmöglichkeiten, jedoch kann auf eine Beschreibung der Temperaturen verzichtet werden.

Größeren Einfluß hat die Leistungsverteilung auf die Kühlmitteltemperaturen und damit auf die Sicherheitsüberlegungen. Nimmt man an, daß für jeden Brennstab entsprechend der Geometrie eine bestimmte Kühlmittelmenge zur Verfügung steht, indem man den Kühlquerschnitt in sog. Unterkanäle einteilt, so kann sich radial über dem Kühlquerschnitt ein Temperaturprofil ausbilden. Der Extremfall wäre das Erreichen von Sättigungstemperatur des Kühlmittels im oberen Abschnitt der höher belasteten Stäbe. Diese Wirkung wird einerseits durch eine erhöhte Reibung in den äußeren "Unterkanälen" durch das ungeheizte Kühlkanaltrennrohr und durch entsprechend geringeren Durchsatz verstärkt, andererseits durch eine Kühlmitteldurchmischung wieder abgeschwächt. Da die Kühlmitteltemperaturen jedoch nur geringfügig variieren, kann eine entsprechende Untersuchung auf die Sicherheitsüberlegungen beim Wärmeübergang beschränkt werden. (Abschnitt 8).

7. Hüllrohrbeanspruchung

Der Werkstoff Zry-4 ist als Hüllrohrmaterial heute weitgehend erprobt. Dennoch bestehen einige Unsicherheiten im Werkstoffverhalten, die einen Bestrahlungstest bei neuartigen Zry-umhüllten Brennstäben auch mit Rücksicht auf die Hüllrohrbeanspruchungen notwendig machen. In erster Linie erfordert das mangelnde theoretische Wissen über das Kriechverhalten des Werkstoffes genaue Untersuchungen über das Hüllrohrverhalten in Bestrahlungstests. Auch die zur Zeit benutzten empirischen Beschreibungen der Verhältnisse müssen als nicht ausreichend betrachtet werden.

Erste Voraussetzung für eine Auswertung der Versuchsergebnisse bleibt jedoch eine möglichst genaue Kenntnis der Belastungszustände im Hüllrohr, die wegen der besonderen Eigenart des einvibrierten, kugelförmigen Brennstoffes mittels einiger spezieller Verfahren ermittelt und analysiert werden sollen.

Hüllrohrschäden können sowohl chemisch, bedingt durch Korrosion, Wasserstoffaufnahme oder durch Angriff chemischer Kühlmittelzusätze (Trimmen durch Borsäure) als auch mechanisch durch zu hohe Beanspruchung hervorgerufen werden. Die genauere Untersuchung dieser Punkte verlangt zunächst eine kurze Beschreibung des Werkstoffes.

7.1 Der Hüllrohrwerkstoff

Hüllrohr und Endkappen des Brennstabes bestehen aus Zry 4 in der Zusammensetzung:

Sn: 1,2 - 1,7 Gew. %
Cr: 0,07 - 0,13 Gew. %

Fe: 0,18 - 0,24 Gew. %
Zr: Rest

Die zulässigen Verunreinigungen liegen im ppm-Bereich. Wesentlich für die Festigkeit ist der Sauerstoffgehalt, der mit 1000 - 1600 ppm sehr genau eingehalten werden muß. /34/

Die Hüllrohre werden kalt gepilgert und entspannungsgeglüht. Dabei werden die in Tabelle 7-1 zusammengestellten mechanischen Eigenschaften erreicht.

Tabelle 7-1: Mechanische Eigenschaften des Hüllrohrwerkstoffes
/35/

	Raumtemperatur	316°C
Zugfestigkeit σ_b	$\geq 42 \text{ kp/mm}^2$	$\geq 22 \text{ kp/mm}^2$
2% Dehngrenze $\sigma_{0,2}$	$\geq 25 \text{ kp/mm}^2$	$\geq 11 \text{ kp/mm}^2$
Bruchdehnung δ_B	$\geq 12 \%$	$\geq 10 \%$

Diese Festigkeitswerte werden allgemein als Minimalwerte des unverfestigten Werkstoffes im rekristallisierten Zustand angegeben. Durch Kaltverformen lassen sich diese Werte beträchtlich steigern (10 - 20%), jedoch wird dadurch die Duktilität verringert.

Die gleiche Verfestigung tritt bei höheren Bestrahlungsdosen im schnellen Fluß (über 10^{19} n/cm^2) auf. Da die Verfestigung in beiden Fällen auf den gleichen Gitterdefekten beruht, nimmt die Kaltverfestigung diese Bestrahlungsverfestigung vorweg.

Oberhalb einer Temperatur von 320°C beginnen die Gitterdefekte auszuheilen /36/, weshalb eine Kaltverfestigung von Hüllrohren bei Langzeitbestrahlungen oberhalb dieser Temperatur beträchtlich an Wirksamkeit verliert.

Die Festigkeitseigenschaften des anisotropen Zirkon sind textur-

abhängig. Die für Druckrohre nahezu optimale Gefügeanordnung, die bei der Herstellung der Hüllrohre nach dem Pilgerschrittverfahren erreicht werden kann, verspricht daher eine Verbesserung der angeführten minimalen Festigkeitswerte.

Zirkon weist hohe chemische Widerstandsfähigkeit auf, hat jedoch große Affinität zu Wasserstoff. Eine beträchtliche Verbesserung wurde durch die Legierungszusätze des Zry-4 erreicht. Da Wasserstoff eine erhebliche Versprödung des Zirkons bewirkt, muß jedoch auch bei Zry-4 das Wasserstoffangebot niedrig gehalten werden. Aus Wasserstoffangebot und den Betriebsbedingungen ist dann die Wasserstoffaufnahme des Hüllrohres zu ermitteln. Als zulässiger Gehalt kann ein oberer Grenzwert von 100 ppm/37/ - und unter gewissen Voraussetzungen z.B. günstiger Textur sogar 500 ppm /38/ - zugelassen werden. Für diese Werte ist auch keinerlei Rückwirkung durch den kombinierten Einfluß von Wasserstoffgehalt und Bestrahlungsverfestigung zu erwarten. /39/

7.2 Die chemische Hüllrohrbeanspruchung

Ein Wasserstoffangebot besteht zunächst im freiwerdenden Wasserstoff bei der Oberflächenkorrosion des Hüllrohres, dann zweitens durch den zwecks Niedrighaltung des Sauerstoffanteils aus der Radiolyse dem Kühlmittel zuzugebenen Wasserstoff und zuletzt durch die Verunreinigungen des Brennstoffes.

1) Wasserstoffaufnahme aus der Oberflächenkorrosion

Der bei der Oxidation freiwerdende Wasserstoff wird zu einem bestimmten Anteil vom Hüllrohr aufgenommen. Vorteilhaft wirkt sich dabei die niedrige Oxidationsfreudigkeit des Zry-4 bei den vorliegenden Temperaturen aus.

Nach /38/ und /40/ erhält man für eine Hüllrohraußentemperatur von 310°C bei einer Heizflächenbelastung von 145 W/cm^2 und nach einer Einsatzzeit von 900 Tagen eine Gewichtszunahme

durch Oxidation von etwa $\Delta G = 40 \text{ mg/dm}^2$. Während die Werkstoffe Zry-2 und Zry-4 bezüglich der Oxidationsgeschwindigkeit keine Unterschiede aufweisen, zeichnet sich Zry-4 durch eine reduzierte Wasserstoffaufnahme aus, die mit einem Faktor FA $\approx 20\%$ des bei der Oxidation mit Wasser freiwerdenden Wasserstoffs angenommen werden kann./38/ Man erhält für eine Hüllrohrwandstärke von $h = 0,6 \text{ mm}$ eine mittlere Wasserstoffkonzentration \bar{C}_H im Hüllrohr von

$$\bar{C}_H = \frac{(FA \cdot \Delta G) / 8}{\gamma_{Zry} \cdot h} = 27 \text{ ppm} .$$

Die Oxidationsgeschwindigkeit des Hüllrohres ist nur geringfügig von der Heizflächenbelastung abhängig, wird jedoch wesentlich von der Oberflächentemperatur und der Einsatzzeit beeinflusst. Da die Einsatzzeit des Testelementes durch zeitweiligen Betrieb des Testbettreaktors im Teillastbereich erheblich erhöht werden kann, ohne daß in diesen Lastbereichen eine wesentliche Verringerung der Hüllrohroberflächentemperatur zu erwarten ist, wird die Hydridaufnahme des Hüllrohres durch Oxidation sicherheitshalber mit

$$\bar{C}_H = 40 \text{ ppm}$$

zum Ende der Einsatzzeit angenommen.

- 2) Wasserstoffaufnahme aus dem freien Wasserstoff im Kühlmittel. Der dem Kühlmittel beigegebene freie Wasserstoff spielt nur eine geringe Rolle auf die Hydridaufnahme des Hüllrohres /41/ und kann vernachlässigt werden.
- 3) Wasserstoffaufnahme aus den Verunreinigungen des Brennstoffes. Das Wasserstoffangebot von der Brennstoffseite ergibt sich sowohl aus dem im Brennstoff adsorbierten Wasserstoff als auch aus dem Wasserstoffanteil der Brennstoffeuchte. Dabei muß davon ausgegangen werden, daß der gesamte im Brennstoff befindliche Wasserstoff zu den relativ kühlen Hüllrohren wandert und von ihnen aufgenommen wird.

Setzt man voraus, daß die H_2 -Konzentration im Hüllrohr nicht wesentlich über 100 ppm ansteigen soll, so ergibt sich aus den Massenverhältnissen zwischen Hüllrohr und Brennstoff ein maximal zulässiger Wasserstoffgehalt des Brennstoffes, der bei der Brennstoffherstellung nicht überschritten werden darf. Die aus diesen Überlegungen abgeleiteten Spezifikationen (Abschn. 3.1.3) ergaben unter Berücksichtigung der Eigenschaften der beiden Fraktionen den maximal zulässigen Gasgehalt im Brennstoff von

0,05 Ncm ³ /g Oxid	in der Grobfraktion und
0,01 Ncm ³ /g Oxid	in der Feinfraktion.

Wenn der gesamte Gasgehalt im Brennstoff aus Wasserstoff bestehen würde, ergeben sich bezogen auf die Brennstoffmasse maximal etwa 7 ppm ungebundenen Wasserstoffs. Umgerechnet auf die Masse des Hüllrohres erhält man hieraus eine Wasserstoffaufnahme des Hüllrohres von 34 ppm.

Zusätzlich wurde als Maximalwert für den Wassergehalt maximal

20 ppm	in der Grobfraktion und
50 ppm	in der Feinfraktion

zugelassen. Mit dem Wasserstoffanteil der Feuchte kann die Wasserstoffaufnahme im Zirkaloy um weitere 17 ppm angehoben werden. Man erhält einen maximalen Wasserstoffgehalt von

$$\bar{C}_{H_{ges}} = 40 + 34 + 17 \approx 90 \text{ ppm.}$$

Die tatsächlich erreichten Gas- und Feuchtigkeitsgehalte bei der Brennstoffherstellung (Gasgehalt $\approx 0,012 \text{ Ncm}^3/\text{g Oxid}$ und Feuchte ≈ 8 bis 16 ppm) sind wesentlich günstiger und lassen erwarten, daß die Wasserstoffaufnahme in der Praxis erheblich unterschritten werden kann.

Für die chemische Haltbarkeit ist letztlich der Korrosions-
einfluß der chemischen Kühlmittelbeimischungen von Bedeutung.
Es wurden jedoch bisher keinerlei Einflüsse bei den üblichen
Kühlmittelverhältnissen auf das Korrosionsverhalten festgestellt.
/42/

7.3 Mechanische Hüllrohrbeanspruchung

Die Beanspruchung des Hüllrohres hat verschiedene Ursachen, die
sich teilweise überlagern und deren Wirkung weitgehend zeitab-
hängig ist. Zunächst werden für den meistbelasteten Brennstab
die Einzelspannungen bestimmt und anschließend deren Überlage-
rung anhand der zeitlichen Wirksamkeit untersucht.

7.3.1 Die Einzelspannungen im Hüllrohr

7.3.1.1 Beanspruchung durch Außendruck des Kühlmittels

Für ein theoretisch exakt rundes Rohr mit Belastung auf Außen-
druck können die Spannungen mit der Kesselformel berechnet wer-
den. Bei einem Kühlmitteldruck von $p = 90 \text{ ata}$ erhält man eine
Tangentialspannung im Hüllrohr von $\sigma_t = 8,6 \text{ kp/mm}^2$. Die Her-
stellung exakt runder Rohre ist jedoch technisch nicht möglich.
Dadurch entsteht im Rohr ein zusätzliches Biegemoment durch Un-
rundheit. Dieser Effekt kann bei Belastung durch Innendruck ver-
nachlässigt werden, da das Biegemoment der Unrundheit entgegen-
wirkt. Bei Belastung durch Außendruck wirkt das Moment jedoch im
Sinne der Unrundheit, wodurch unter Umständen unzulässig hohe
Spannungen auftreten, die zu Einbeulungen führen können.

In den meisten Fällen stehen eine Reihe ausreichend genauer Nähe-
rungsverfahren zur Abschätzung der zusätzlichen Spannungen zur
Verfügung. Diese sind anwendbar, wenn die entsprechenden Unsicher-

heiten durch geringfügige Erhöhung der Wandstärke ausgeglichen werden können. Eine kleine Erhöhung der Wandstärke eines Hüllrohres hat jedoch bereits eine bedeutende Verschlechterung der Neutronenökonomie des Reaktors zu Folge, weshalb ein unnötiger Sicherheitszuschlag bei der Berechnung der Hüllrohrwandstärke vermieden werden sollte. Daher wurde bei der Herstellung üblicher Brennstäbe zunächst ein besonderer Wert auf genaue Fertigung der Brennstofftabletten gelegt, und man setzte eine Stützwirkung des Brennstoffes als Sicherheit gegen Einbeulen voraus. Noch weiter gehen neueste Versuche, die ein völliges Aufschumpfen der Hülle auf den Brennstoff vorsehen (collapsed cladding). Die untere Grenze für die Hüllrohrwandstärke ist jedoch dadurch gegeben, daß bei höheren Abbränden der Spaltgasinnendruck vom Hüllrohr aufgenommen werden muß.

Bei einvibrierten Brennstoffpartikeln muß zunächst eine stützende Wirkung des Brennstoffes ausgeschlossen werden, da eine Formbeständigkeit des Brennstoffes nicht vorausgesetzt werden kann. Berücksichtigt man, daß der Brennstoff nicht mit höchster Dichte einvibriert werden kann und daß bei einer Unrundheit von 2% erst eine Volumenminderung von etwa $7 \cdot 10^{-3}\%$ erzielt wird, so ist auch in dieser Richtung keine Stützwirkung zu erwarten.

Eine Untersuchung bekannter Verfahren /43,44/ zur Berechnung der zusätzlichen Spannungen, die über die Genauigkeit der meist angewandten Verfahren hinausgehen, zeigt, daß ihre Anwendung auf die vorliegenden Verhältnisse bei hohen Drücken und kleinen Unrundheiten nicht mehr möglich ist. Das beruht im wesentlichen auf dem Zusammenhang zwischen Dehnungen und Spannungen, was einen sehr genauen analytischen Ansatz der Berechnung verlangt.

Auf die bekannten Verfahren, insbesondere auf deren theoretischen Ansatz aufbauend, wurde daher eine spezielle Methode entwickelt, die es durch eine exaktere Beziehung zwischen Spannungen und Dehnungen ermöglicht, auch im Grenzbereich gute Näherungs-

werte für die auftretenden Spannungen zu erhalten. Die Bestimmung des Gleichgewichts zwischen den aus Spannungen und Dehnungen resultierenden äußeren und inneren Momenten ist deshalb schwierig, weil sich die entsprechenden Kurven unter sehr spitzem Winkel schneiden. Die Bestimmung ihres Schnittpunktes setzt daher Rechenverfahren mit außerordentlich hoher Genauigkeit voraus.

Die Berechnung setzt die übliche Vorstellung voraus, daß der Querschnitt des Rohres unter jeder Belastung bis zum Einbeulen eine Ellipse (bzw. als Randbedingung ein Kreis) gleichen Umfanges ist /43/, wobei die Abnahme des Umfanges durch die normale Druckbelastung vernachlässigt werden kann (siehe Abb.7-2).

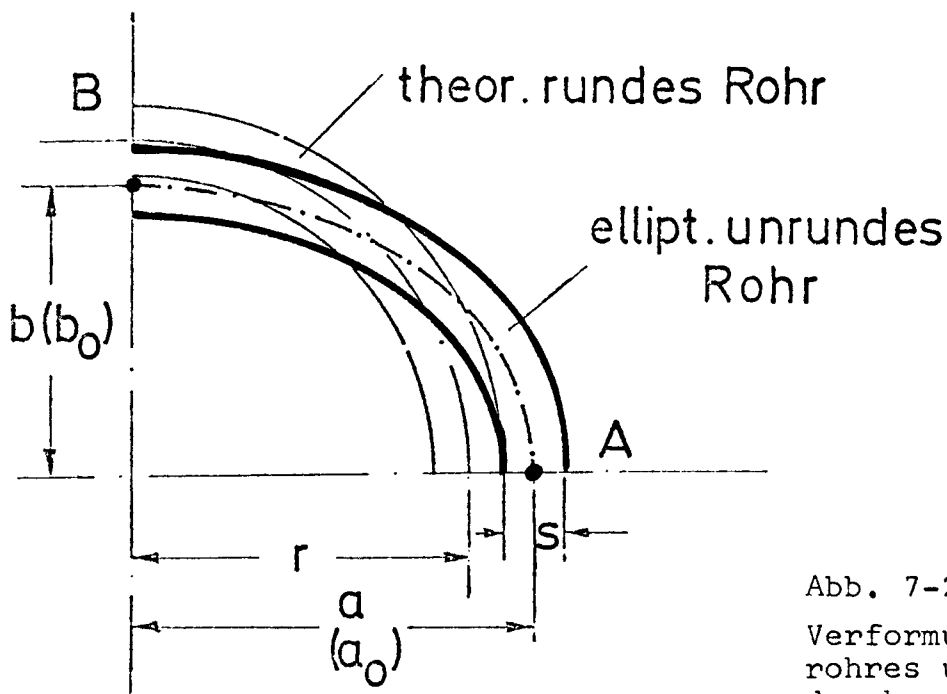


Abb. 7-2
Verformung des Hüll-
rohres unter Außen-
druck

Mit den Definitionen nach Abb. 7-2 erhält man für den Umfang einer Ellipse U_E folgende Gleichung

$$U_e = \pi \cdot (a + b) \cdot \left[1 + \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{a - b}{a + b} \right)^2 + \frac{1}{64} \cdot \left(\frac{a - b}{a + b} \right)^4 + \dots \right] \quad 7/1$$

Es ist nicht anzunehmen, daß das Achsenverhältnis

$$x = \frac{b}{a} \quad 7/2$$

kleiner als 0,9 wird. Man kann daher die Summe in Gleichung 7/1 nach dem quadratischen Glied abbrechen, wobei der Fehler für $x > 0,9 \rightarrow F_1 < 10^{-5} \%$ bleibt. Andere Näherungen für $U_E/^{44}/$ sind bei den vorliegenden Verhältnissen nicht ausreichend genau und können Fehler von 10 bis 20% im Endergebnis bringen.

Für die Auswertung der Ergebnisse ist es vorteilhaft, den Zusammenhang zwischen dem Achsenverhältnis x und der üblichen Definition der Unrundheit U_o des unbelasteten Rohres anzugeben. Für die Unrundheit U_o gilt

$$U_o = \frac{d_{\max} - d_{\min}}{0,5 \cdot (d_{\max} + d_{\min})} \quad 7/3$$

Hierin bedeuten:

d_{\max} = maximaler gemessener Hüllrohraußendurchmesser

d_{\min} = minimaler gemessener Hüllrohraußendurchmesser.

Ferner gilt:

$$d_{\max} = 2 a_o + s \quad 7/4$$

und

$$d_{\min} = 2 b_o + s, \quad 7/5$$

worin s die Hüllrohrwandstärke bedeutet. Der Index o bezieht sich auf den unbelasteten Zustand des Hüllrohres.

Das Achsenverhältnis x_o des unbelasteten Rohres wird aus der Unrundheit U_o der Wandstärke s und dem mittleren Hüllrohrradius r berechnet. Es wird

$$x_0 = -\frac{\alpha}{2} + \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} - \beta}, \quad 7/6$$

worin

$$\alpha = \frac{1,875 \cdot U_0 \cdot s + 5 \cdot r \cdot U_0}{1,5625 \cdot U_0 \cdot s + 2,5 \cdot r \cdot U_0 + 5 \cdot r} \quad 7/7$$

und

$$\beta = \frac{1,5625 \cdot U_0 \cdot s + 3,5 \cdot r \cdot U_0 - 5 \cdot r}{1,5625 \cdot U_0 \cdot s + 2,5 \cdot r \cdot U_0 + 5 \cdot r} \quad 7/8$$

Für die weitere Rechnung ist noch die Kenntnis einer der beiden Haupthalbachsen der Ellipse erforderlich. Mit der Bedingung des gleichen Umfanges erhält man nach Gleichung 7/1 zwischen x und a die Beziehung

$$a = \frac{8 \cdot r \cdot (1 + x)}{5 + 6 \cdot x + 5 \cdot x^2} \quad 7/9$$

(Es besteht kein direkter Zusammenhang zwischen dem Halbmesser a und dem Durchmesser d_{\max}).

Für die durch Unrundheit auftretenden Biegemomente gilt nach dem Kräftegleichgewicht, daß das durch Druck entstehende Biegemoment M_p gleich dem durch Verformen auftretenden Biegemoment M_v sein muß, also

$$M_p - M_v = 0 \quad 7/10$$

Die Biegemomente können mit den bekannten Voraussetzungen in Abhängigkeit vom Achsenverhältnis x für eine beliebige Stelle axial zum Hüllrohr (z.B. Stelle A oder B in Abb. 7-2) berechnet werden.

Zur Berechnung des Achsenverhältnisses x des belasteten Hüllrohres ist es zunächst gleichgültig, für welche Stelle die Rechnung durchgeführt wird. Es erschien einfacher, die Stelle B in Abb.7-2 zu wählen. Man erhält für das durch Druck entstehende Moment nach /43/

$$M_{BP} = \frac{p^*}{6} \cdot a^2 \cdot (-2x^2 + x + 1) \quad . \quad 7/11$$

Entsprechend für Punkt A

$$M_{AP} = \frac{p^*}{6} \cdot a^2 \cdot (x^2 + x - 2) \quad , \quad 7/11a$$

und für das durch Verformen hervorgerufene Moment

$$M_{BV} = E^* \cdot J \cdot \left(\frac{x}{a} - \frac{x_o}{a_o} \right) \quad . \quad 7/12$$

Vergleichsweise für Punkt A

$$M_{AV} = E^* \cdot J \cdot \left(\frac{1}{a \cdot x^2} - \frac{1}{a_o \cdot x_o^2} \right) \quad . \quad 7/12a$$

Hierin bedeuten

p^* (kp/cm) = auf die Einheitsbreite b bezogener Außendruck, mit dem das Rohr belastet wird, (in axialer Richtung). Mit $b = 1$ cm und dem Druck p (kp/cm²;at) wird $p^* = 1 \cdot p$ (cm·kp/cm²)

E^* (kp/cm²) = wirksamer Elastizitätsmodul (infolge behinderter Querdehnung ist $E^* = E / (1 - \nu^2)$ zu setzen /43/.)

J (cm⁴) = Trägheitsmoment des Ringquerschnittes mit der Einheitsbreite b . Für $b = 1$ cm gilt

$$J = \frac{1}{12} \cdot s^3 \cdot 1 \text{ (cm}^4\text{)}$$

Aus Gleichung 7/11 ist ersichtlich, daß erwartungsgemäß für ein vollkommen rundes Rohr ($x=1$) das äußere Moment $M_{BP} = 0$ wird.

Gleichung 7/12 zeigt entsprechend, daß im unbelasteten Zustand ($x = x_0$ und $a = a_0$) das innere Moment $M_{BV} = 0$ ist.

Ersetzt man nun noch $a = f(x)$ nach Gleichung 7/9, so erhält man mit Gleichung 7/10 und nach entsprechendem Umformen folgendes Polynom für das Achsenverhältnis x des belasteten Rohres:

$$K_7 x^7 + K_6 x^6 + K_5 x^5 + K_4 x^4 + K_3 x^3 + K_2 x^2 + K_1 x + K_0 = 0 \quad . \quad 7/13$$

Die Faktoren K_i ergeben sich aus der Auflösung der Gleichungen zu

$$\begin{array}{ll} K_7 = + 125 & K_3 = + 915 \mp 146 C_1 - 2 C_2 \\ K_6 = + 450 & K_2 = + 450 \mp 146 C_1 + 4 C_2 \\ K_5 = + 915 \mp 25 C_1 - 2 C_2 & K_1 = + 125 \mp 85 C_1 + 4 C_2 \\ K_4 = + 1116 \mp 85 C_1 - 5 C_2 & K_0 = \quad \quad \mp 25 C_1 + C_2 \end{array}$$

Darin bedeutet:

$$C_1 = 8 \cdot r \cdot \frac{x_0}{a_0} \quad 7/14$$

und

$$C_2 = 1024 \cdot \frac{r^3 \cdot p^*}{E^* \cdot s^3} \quad . \quad 7/15$$

Dabei gelten die oberen Vorzeichen für Außendruck. Mit den unteren Vorzeichen kann die Rechnung für Innendruck durchgeführt werden.

Mit dem aus 7-13 errechneten Wert x lässt sich die Verformung unter Belastung angeben. Man erhält für die große Halbachse des belasteten Rohres

$$a = \frac{8r(1+x)}{5+6x+5x^2} \quad . \quad 7/9$$

Die gesuchten Belastungen ergeben sich dann folgendermaßen.
Das größte Biegemoment an der Stelle A wird

$$M_A = \frac{p^* \cdot a^2}{6} \cdot (2-x^2-x) \quad (= M_{AP} = M_{AV}) \quad . \quad 7/16$$

Mit dem Widerstandsmoment

$$W_b = 2 \frac{J}{s} = \frac{s^2}{6} \quad 7/17$$

erhält man die Biegespannung

$$\sigma_{b,A} = \frac{p^* \cdot a^2}{s^2} \cdot (2-x^2-x) \quad . \quad 7/18$$

Die Grundbelastung des runden Rohres ist

$$\sigma_D = p \cdot \frac{a}{s} \quad . \quad 7/19$$

Durch Überlagerung der Spannungen läßt sich die Maximalspannung in der meistbelasteten Faser an der Stelle A bestimmen zu

$$\sigma_{s,A} = \frac{p^* \cdot a^2}{s^2} \cdot (2-x^2-x) + p \frac{a}{s} \quad 7/20$$

Das Gleichungssystem 7/13 wurde für die vorliegenden Bedingungen numerisch gelöst. Dabei wurde eine Unrundheit des Hüllrohres von 1% und 2% angenommen. Zusätzlich wurden die Parameter Druck, Hüllrohrdurchmesser und Hüllrohrwandstärke variiert, um die Einflüsse dieser Parameter und damit die Einflüsse der technischen Toleranzen zu überprüfen.

Für das vorliegende Hüllrohr ergeben sich die Spannungen in Abhängigkeit vom Kühlmittelaußendruck entsprechend Abb. 7-3.

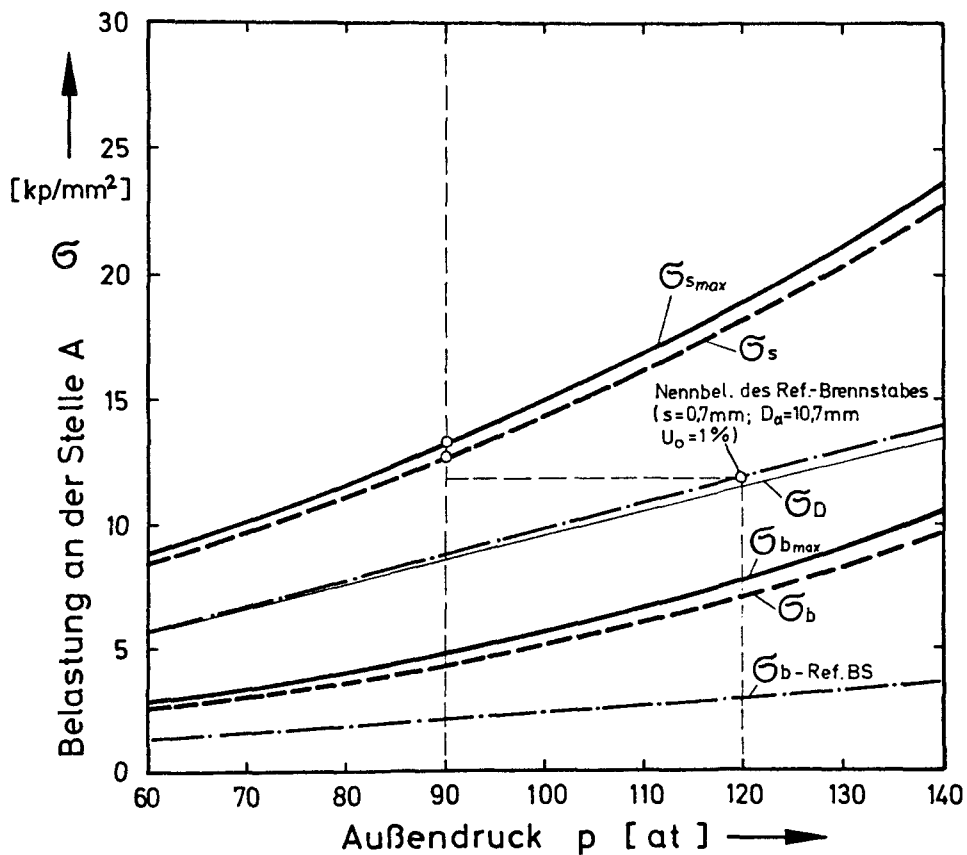


Abb. 7-3 Belastung im unrundern Hüllrohr bei Außendruck

Bei einem Vergleich mit der üblichen Näherung nach /45/ mit

$$\sigma_b = \frac{6 \cdot p \cdot r \cdot \Delta r}{s^2} , \quad 7/21$$

worin die Unrundheit mit $\Delta r = r - b_0$ angegeben ist, erhält man bei geringen Belastungen eine Übereinstimmung mit einem Fehler kleiner 10%. Bei zunehmender Belastung wird die Spannung nach Gl. 7/21 zu niedrig errechnet.

Aus den Brennstabspezifikationen (Tab. 4-11) ergeben sich folgende möglichen technischen Toleranzen, die auf die Spannung durch Unrundheit Einfluß haben:

1. Die maximal zulässige Unrundheit ist gleich der zulässigen Durchmesser- toleranz und beträgt im pessimistischen Fall:
 $U_{\text{omax}} = 0,0085 = 0,85\%$.
2. Die minimal zulässige Wandstärke beträgt 0,58 mm. Entsprechend ist die Abweichung -3,5%.

Unter Nennbelastung lassen sich aus den durchgeführten Parameterstudien folgende Einflüsse der Toleranzen abschätzen:

- 1.a) Die Rechnung wurde sicherheitshalber mit 1% Unrundheit durchgeführt. Die berechneten Spannungen werden durch die geringere Unrundheit in der Praxis daher nicht ganz erreicht.
- b) Mit einem um 1% größeren Durchmesser bei gleichbleibender Wandstärke ist eine Spannungserhöhung von etwa 3% bis 4% zu erwarten. Faktor 1,04.
2. Sofern die Wandstärke an der Stelle größter Belastung - also im Punkt A Abb. 7-2 - um den maximal zulässigen Wert von 3,5% geringer ist, muß mit einer Spannungserhöhung von etwa 8% gerechnet werden: Faktor 1,08.

Man erhält damit die maximale Druckspannung σ_{smax} an der höchstbelasteten Stelle eines Testelementhüllrohres in der Innenfaser und in tangentialer Richtung mit

$$\sigma_{\text{smax}} = \sigma_{\text{D}} + 1,08 \cdot 1,04 \cdot \sigma_{\text{bA}} = 13,3 \text{ kp/mm}^2,$$

deren Bedeutung in Abschnitt 7.3.2 genauer untersucht wird.

7.3.1.2 Beanspruchung durch Spaltgasinnendruck

Mit zunehmendem Brennstoffabbau gewinnt die Spaltgasfreisetzung im Brennstoff an Bedeutung. Um den Innendruck durch

Spaltgase im Brennstab in zulässigen Grenzen zu halten, muß ein Spaltgasraum vorgesehen werden, dessen Größe jedoch auf die Coreabmessung Einfluß hat. Ein optimal dimensionierter Spaltgasraum setzt eine möglichst gute Abschätzung der freigesetzten Spaltgase voraus. Diese Abschätzung erfolgt für Uranoxid üblicherweise nach dem Modell von Lewis./46/. Eine ähnlich fundierte Abschätzung für Thoriumoxid ist nicht bekannt. Es wird gezeigt, wie anhand der vorhandenen Versuchsergebnisse eine Übertragung des Uranoxidmodells auf Thoriumoxid möglich ist. Danach wird die Spaltgasfreisetzung und der entstehende Innendruck berechnet. Eine Überprüfung des Modells mit den Ergebnissen der Kapselbestrahlung zeigt eine ausreichende Sicherheit der Auslegung.

7.3.1.2.1 Die örtlich entstehende Spaltgasmenge

Üblicherweise wird angenommen, daß bei einem Abbrand von 1 Wd/g SM etwa $S_e = 3,02 \cdot 10^{-5} \text{ Ncm}^3$ an Spaltgas entsteht. Vernachlässigt man die in diesem Zusammenhang unbedeutende radiale Wärmequellldichtevertelung, so erhält man unter Berücksichtigung der axialen Leistungsverteilung im Brennstab die an einer beliebigen Stelle z entstehende Spaltgasmenge A in Ncm^3 pro Gramm Schwermetall:

$$A(z) = S_e \cdot q^*(z) \cdot T_B \quad 7/22$$

Hierin bedeuten:

$q^*(z)$ = die maximale spezifische Brennstoffleistung (W/g SM)
 T_B = die Einsatzzeit des Brennstoffes (Vollasttage)

Die Spaltgasentstehung soll als unabhängig vom Radius angenommen und auf das Brennstoffoxid bezogen werden. Man erhält:

$$A(z) = S_e \cdot C \cdot q''' \cdot \cos \frac{r \cdot z}{H_e} \cdot T_B \cdot 10^{-5} \quad \text{Ncm}^3/\text{cm}^3, \quad 7/23$$

worin der Faktor $C = 1,135$ die Umrechnung von $q^*(z)$ auf $q'''(z)$ berücksichtigt und für $q'''(z)$ die Abhängigkeit nach Gleichung 5/3 eingesetzt wurde.

7.3.1.2.2 Das Modell für die örtlich aus dem Brennstoff austretende Spaltgasmenge

Der Brennstoff besitzt ein gewisses Rückhaltevermögen für das Spaltgas, das mit zunehmender Temperatur abnimmt, d.h. abhängig von der Temperatur tritt nur ein Teil des entstehenden Spaltgases aus dem Brennstoff aus und muß daher bei der Berechnung des Innendrucks berücksichtigt werden. Über diese Verhältnisse ist jedoch bei Thoriumoxid-Brennstoffen nur wenig bekannt. Als sicher kann aus den bekannten Versuchsergebnissen lediglich vorausgesetzt werden, daß die Freisetzungsraten geringer als bei den bekannten Uranoxidbrennstoffen sind.

Bei der Berechnung des austretenden Spaltgasanteils ist man daher weitgehend auf die Erkenntnisse für Uranoxid nach dem Modell nach Lewis /46/ angewiesen. Das Modell setzt voraus, daß innerhalb gewisser Temperaturbereiche ein bestimmter prozentualer Anteil $A_{f,t}$ des entstehenden Spaltgases aus dem Brennstoff austritt. Diese Bereiche werden für höhere Abbrände in folgender Beziehung dargestellt:

$$A_{f,ges}[\%] = \frac{\sum A_{f,t}}{A_{ges}} < \frac{0,5 \cdot \int_{t_R}^{1000^\circ\text{C}} \lambda dt + 10 \cdot \int_{1000^\circ\text{C}}^{1300^\circ\text{C}} \lambda dt + 60 \cdot \int_{1300^\circ\text{C}}^{1600^\circ\text{C}} \lambda dt + 95 \cdot \int_{1600^\circ\text{C}}^{t_{\text{zentr.}}} \lambda dt}{\int_{t_R}^{t_{\text{zentr.}}} \lambda dt} \quad 7/24$$

Die Modellvorstellung der Spaltgasfreisetzung setzt bei höheren Temperaturen einen gewissen Zusammenhang zwischen den unter Belastung auftretenden Strukturänderungen im Brennstoffgefüge und dem Spaltgasaustritt voraus. So wird eine relativ gute Übereinstimmung zwischen theoretischen Berechnungen und experimentellen Ergebnissen festgestellt, wenn man für den Bereich gleichmäßigen Kornwachstums (equiaxed grain growth) zwischen etwa 1600 und 1800°C eine Spaltgasfreisetzung von 25 - 60% (je nach Einsatzzeit) und für den oberhalb dieser Temperatur liegenden Brennstoffanteil mit den bekannten Zeilenkörnern nahezu vollständigen Spaltgasaustritt annimmt. /47/ Diese Überlegungen sind die Grundlage für das Uranmodell nach Gl.7/24, wobei jedoch aus Sicherheitsgründen die oberen Grenzen niedriger angenommen wurden. Es wird also mit den einzelnen Integralen im oberen Temperaturbereich die Grenze der Strukturänderung angegeben, wobei die Integrale mit den üblichen Wärmeleitintegralen identisch sind.

Die Berechnung der Spaltgasfreisetzung in Thoriumoxid mit den gleichen Temperaturgrenzen wie bei der für Uranoxid gültigen Gleichung (7/24) stellt nicht nur durch das unterschiedliche Brennstoffverhalten, sondern auch durch die ungenaue Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit eine grobe Näherung dar. In Analogie zum Freisetzungsmechanismus des Uranmodells ist es daher zweckmäßig, die Grenzen unterschiedlicher Spaltgasfreisetzungsraten durch die Strukturänderungsgrenzen zu beschreiben. Über die Strukturänderungsgrenzen können in den Bestrahlungsversuchen konkrete Aussagen gemacht werden, und ihre Beschreibung ist durch das Wärmeleitintegral unabhängig von weiteren Näherungen (Temperaturen bzw. Wärmeleitfähigkeit) möglich.

Es ist dabei zu bemerken, daß bei den Versuchsauswertungen trotz der naturgemäß großen Streuung bei der Beobachtung der Strukturgrenzen ein deutlicher Zusammenhang zwischen den entsprechenden Wärmeleitintegralen und der Spaltgasfreisetzung beim Vergleich

zwischen Uran und Thoriumbrennstoffen zu beobachten ist (siehe Abschnitt 3.2.2 und /14/).

Aus der Auswertung sämtlicher Versuchsergebnisse mit Brennstoffschüttungen insbesondere auch der Kapselbestrahlung (vergl. Abb. 7-4) kann das Auftreten von Zeilenkörnern unterhalb der Sintergrenze ausgeschlossen werden. Auch die Grenze für gleichmäßiges Kornwachstum ist wahrscheinlich noch oberhalb der Sintergrenze anzunehmen. Nimmt man für beginnende Zeilenkornbildung

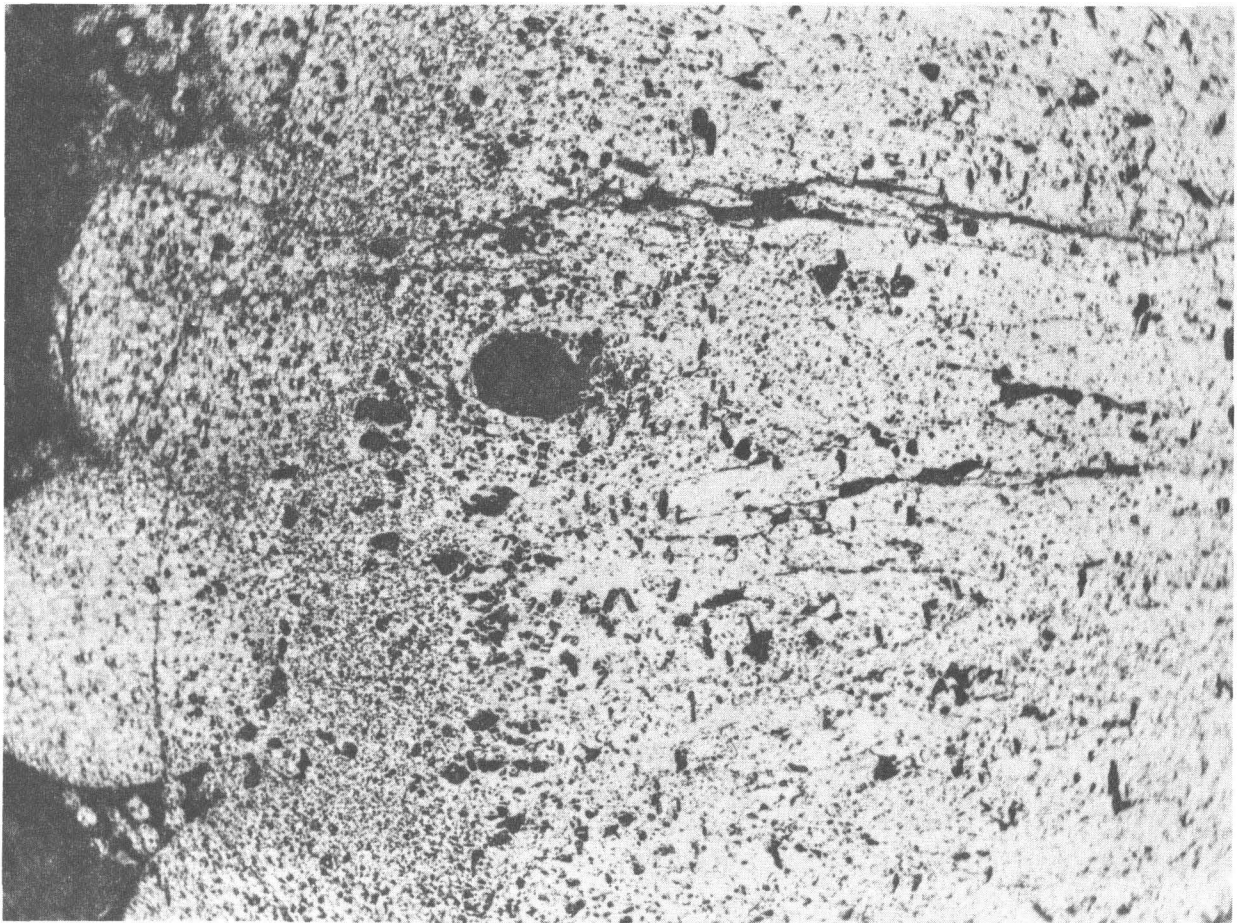


Abb. 7-4 Kristallgefüge im Bereich der Sintergrenze
($q' = 610 \text{ W/cm}$)

(also als Grenze für 95% Spaltgasfreisetzung) als untersten möglichen Wert die Sintergrenze, und zwar die Grenze für Kurzzeitsintern, an, so ist auch hier eine gute Analogie zum Uranmodell gewahrt. Die Streuung der Beobachtungsergebnisse kann wie beim Uranmodell durch Hervorheben der Minimalwerte und durch einen Sicherheitszuschlag berücksichtigt werden. Diese Grenze ergibt sich aus der Kapselbestrahlung (vergleiche Abb. 6-8) und kann beschrieben werden mit

$$\int_{t_R}^{t_z} \lambda_s dt \approx 25 \text{ W/cm} .$$

Da unterhalb dieser Sintergrenze auch gleichmäßiges Kornwachstum nahezu ausgeschlossen werden kann, behalten wir den relativen Abstand zwischen den einzelnen Grenzen des Uranmodells zur Beschreibung der nächsten Grenze bei. Man erhält dann für das Wärmeleitintegral bis zur Grenze von 60% Spaltgasfreisetzung

$$\int_{t_R}^{t_k} \lambda_s dt = 19 \text{ W/cm} .$$

Die übrigen Grenztemperaturen des Uranmodells sind von der Brennstoffstruktur unabhängig. Die Spaltgasfreisetzung kann in diesen Bereichen durch Diffusionseffekte erklärt werden./47/ Zwar dürften sich auch hier die Verhältnisse bei Thorium- und Uranoxid unterscheiden, da diese Bereiche jedoch nur geringen Anteil an der Spaltgasfreisetzung haben, sollen die Grenzen des Uranmodells übernommen werden.

Setzt man in die somit begründeten Wärmeleitintegrale die nach Abschnitt 6.5.1.1 ermittelte Wärmeleitfähigkeit für die Schüttung (bis zur Sintergrenze) ein und gibt damit Temperaturen für die Grenzen der Spaltgasfreisetzungsraten an, so erhält man einen anschaulichen Vergleich zu Gleichung 7/24, wobei die Temperaturen jedoch nur als Vergleichswerte zu betrachten sind, die nach besserer Kenntnis von λ_s korrigiert werden müssen. Man erhält

$$A_f < \frac{0,5 \cdot \int_{t_R}^{1000^{\circ}\text{C}} \lambda_s dt + 10 \cdot \int_{1000^{\circ}\text{C}}^{1550^{\circ}\text{C}} \lambda_s dt + 60 \cdot \int_{1550^{\circ}\text{C}}^{1900^{\circ}\text{C}} \lambda_s dt + 95 \cdot \int_{1900^{\circ}\text{C}}^{t_{\text{zentr.}}} \lambda_k dt}{t_{\text{zentr.}} \int_{t_R} \lambda dt} \quad 7/25$$

Mit dieser Voraussetzung wird die Spaltgasfreisetzung berechnet und anhand der Kapselbestrahlung überprüft.

7.3.1.2.3 Die Berechnung der örtlich freigesetzten Spaltgasmenge

Die beschriebenen Grenzen für unterschiedliche Spaltgasfreisetzung werden durch die Leistungsverteilung im Brennstab bestimmt. Für eine radiusunabhängige Wärmequellldichtevertelung (Abschnitt 6.5.5.2) erhält man mit dem Wärmeleitintegral für eine bestimmte Temperaturgrenze folgende Beziehung für die Koordinaten des Stabes (vergl. Gl. 6/16).

$$\int_{t_R}^t \lambda dt = \frac{q_0'''}{4} \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e} \cdot (R^2 - r^2) \quad 7/26$$

Da die beschriebenen Grenzen sämtlich mit der Wärmeleitfähigkeit λ_s der Kugelschüttung beschrieben werden können, sollen im weiteren die anschaulicheren Temperaturgrenzen mit der Lösung des Integrals $\int \lambda dt = \lambda_s \cdot (t - t_R)$ beibehalten werden. Durch entsprechendes Umformen der Gl. 7/26 erhält man dann für den Radius r einer beliebigen Temperaturgrenze bis zur Sintertemperatur ($t \leq 1900^{\circ}\text{C}$) in Abhängigkeit von der Stablänge z :

$$r(t, z) = R^2 - (t - t_R) \cdot \frac{4 \lambda_s}{q_0''' \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H_e}} \quad 7/27$$

Weiterhin kann man die Gesamtmenge erzeugten Spaltgases für eine kleine Scheibe des Brennstoffzylinders an der Stelle z und

mit dem Radius r und der Höhe dz beschreiben. Mit Gleichung 7/22 wird

$$A(dV) = S_e \cdot C \cdot T_B \cdot q_{\max}''' \cdot \cos \frac{\gamma \cdot z}{H_e} \cdot r^2(z) \cdot \gamma \cdot dz. \quad 7/28$$

Setzt man voraus, daß die Brennstoffrandtemperatur t_R unabhängig von z und damit konstant ist, wobei aus Sicherheitsgründen die maximale Randtemperatur an der Stelle $z = 0$ einzusetzen ist, so kann man $r(z)$ nach Gl. 7/27 in Gl. 7/28 einsetzen und über die Stablänge integrieren:

$$A(t > t_i) = \int_{z=0}^{z_1} S_e \cdot C \cdot T_B \cdot \gamma \cdot \left(R^2 - \frac{(t_i - t_R) \cdot 4 \cdot \lambda_s}{q_0''' \cos \frac{\gamma \cdot z}{H_e}} \right) \cdot q_0''' \cdot \cos \frac{\gamma \cdot z}{H_e} \cdot dz$$

7/29

Nach Integration wird

$$A(t > t_i) = S_e \cdot C \cdot T_B \cdot \gamma \left[R^2 \cdot q_0''' \cdot \frac{H_e}{\gamma} \left(\sin \frac{\gamma \cdot z_1}{H_e} + \sin \frac{\gamma \cdot z_2}{H_e} \right) - 4 \cdot \lambda_s \cdot (t_i - t_R) \cdot (z_1 + z_2) \right]$$

7/29a

Nach Einsetzen der Temperaturgrenze t berechnet man mit dieser Gleichung die Gesamtmenge des Spaltgases, das in dem oberhalb der Temperatur t liegenden Brennstoffanteil erzeugt wird. Da $\lambda_s (t - t_R)$ die Lösung des Wärmeleitintegrals darstellt, kann selbstverständlich auch hier jede andere Lösung eingesetzt und die Unabhängigkeit von der Wärmeleitfähigkeit gewahrt werden

(bzw. eine bessere Lösung derselben eingesetzt werden). Zunächst sind jedoch noch die Grenzen z_1 (bzw. z_2) zu bestimmen, die sich entweder aus der Bedingung $t = t_0$ nach Gleichung 7/27 oder aus der maximalen Stablänge ergeben. Für den vorliegenden, unsymmetrisch belasteten Stab erhält man zum Beispiel für die Sintergrenze aus der ersten Bedingung (in negativer z-Richtung) $z_1 = 128$ cm und (in positiver z-Richtung) nach der zweiten Bedingung $z_2 = 105$ cm (vergl. Abb. 6-9).

Mit den Grenzen des beschriebenen Freisetzungsmodells $t_{i=1} = 1900^\circ\text{C}$, $t_2 = 1550^\circ\text{C}$, $t_3 = 1000^\circ\text{C}$ und $t_4 = t_R$ erhält man zunächst die Gesamtspaltgasentstehung in den einzelnen Zonen mit

$$A_i = A(t > t_i) - A(t > t_{i-1}) . \quad 7/30$$

Die gesamte, freigesetzte Spaltgasmenge ergibt sich dann analog Gl. 7/25 mit

$$A_{\text{fges}} = 0,95 A_1 + 0,60 A_2 + 0,10 A_3 + 0,05 A_4 \quad 7/31$$

Die so berechneten Werte sind in Tabelle 7-5 zusammengestellt.

Tabelle 7-5: Freigesetzte Spaltgasmenge im maximal belasteten Brennstab bei einem mittleren Abbrand von 60 000 MWd/t SM

Zone	1	2	3	4
Wärmeleitintegral $\int_0^t \lambda dt (W/cm)$	25,0	19,0	9,9	0
t_R (bis untere Grenze)				
Spaltgasfreisetzung bei Langzeitbetrieb (%)	95	60	10	0,5
Grenztemperatur bei $\lambda_s = 0,017 W/cm^2 C(^{\circ}C)$	$t_1 = 1900$	$t_2 = 1550$	$t_3 = 1000$	$t_4 = t_R = 420$
Axiale Grenzen der Zonen (cm)	$Z_1 = 124$ $Z_2 = 105$	$Z_1 = 156$ $Z_2 = 105$	$Z_1 = 173$ $Z_2 = 105$	$Z_1 = 173$ $Z_2 = 105$
Gesamtproduzierte Spaltgasmenge je Zone $A_i (Ncm^3)$	965	515	880	940
Freigesetzte Spaltgas- menge je Zone (Ncm^3)	917	309	88	5
Aufsummierte Gesamt- spaltgasmenge $A(t) (Ncm^3)$ bis zur Zone i	965	1480	2360	3300
Aufsummierte freige- setzte Spaltgasmenge (Ncm^3) bis zur Zone i	917	1226	1314	1319

7.3.1.2.4 Anwendung des Freisetzungmodells bei der Kapselbestrahlung und Vergleich mit den Versuchsergebnissen

Um für die Berechnung der Spaltgasfreisetzung bei ihrer Bedeutung für die Langzeitbestrahlung eine Kontrollmöglichkeit zu erhalten, wurden bei der Kapselbestrahlung Messungen des Gesamt-

gasinhaltes nach der Bestrahlung durchgeführt. Ebenfalls wurden Gasanalysen durchgeführt, deren Ergebnisse jedoch aus technischen Gründen keine Auswertung mit hinreichender Genauigkeit ermöglichen. Die Messungen des gesamten Gasinhaltes mit einem Fehler von 10% / 8 / geben Anhaltswerte, die einen Vergleich mit der rechnerisch ermittelten Spaltgasfreisetzung ermöglichen und eine zuverlässige Aussage über die Sicherheit des Freisetzungsmodells zulassen. Dazu wird zunächst die Spaltgasfreisetzung der beiden Kapseln nach dem beschriebenen Modell berechnet und die Ergebnisse mit den Messungen verglichen. Die Berechnung wird mit folgenden Voraussetzungen durchgeführt:

Die Leistungsverteilung ergibt sich aus der Flußverteilung des Testbettreaktors FRJ-2 entsprechend Abb. 7-6 und aus den Angaben nach / 8 / bzw. Abschnitt 3.3. Für den Stab 1 wurde daraus die Leistungsdichte nach der Cosinusverteilung genähert mit

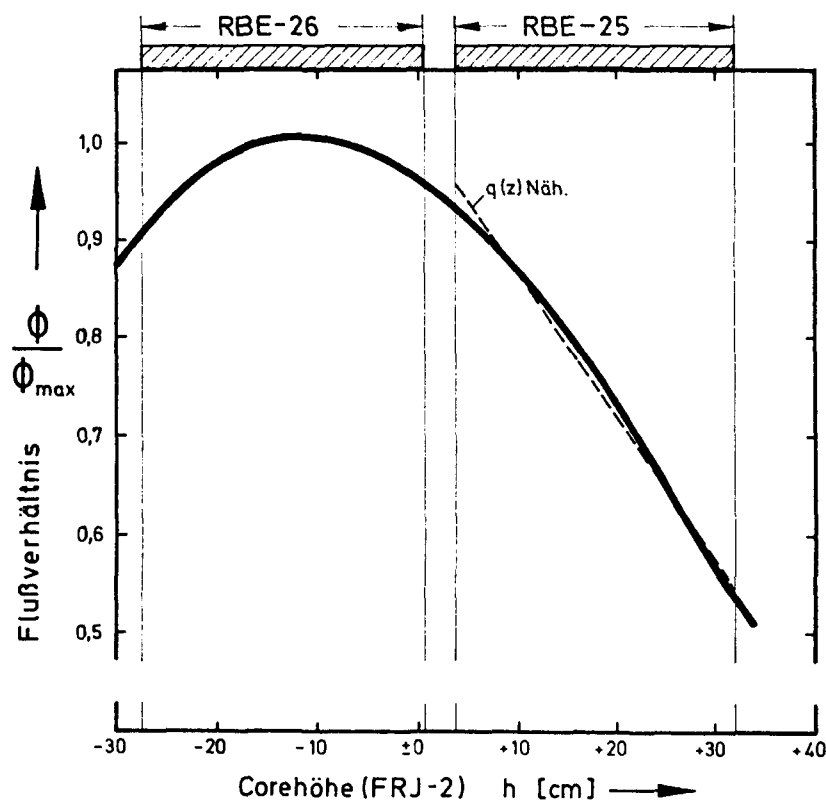


Abb. 7-6 Mittlere Flussverteilung in den Brennstäben der Kapselbestrahlung.

$$q'''(z) = q'''_{\max} \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{109} \quad \text{W/cm}^3, \quad 7/32$$

worin $q'''_{\max} = 717 \text{ W/cm}^3$ einzusetzen ist. Für den Stab 2 genügt die Näherung mit Annahme linearer Verteilung (vergl. Abb. 7-6) zu

$$q(z) = 705 - 10,5 \cdot z \quad \text{W/cm}^3. \quad 7/33$$

Unsicher bleibt, inwieweit die im Uranmodell erwähnte Abhängigkeit der Freisetzungsraten von der Einsatzzeit zu berücksichtigen ist. Die Freisetzungsraten von 60% zwischen 1300 und 1600°C für Langzeitbestrahlung ^{bei Uranoxid} kann bis auf 18% absinken, wenn die Bestrahlungszeit nur über 72 Tage ausgedehnt wird./46/ Obwohl bei Thoriumoxid bisher keine Zeitabhängigkeit der Freisetzung bekannt wurde, kann für die sehr geringe Bestrahlungsdauer der Kapsel (20 Volllasttage) zumindest ein geringfügig verbessertes Rückhaltevermögen im entsprechenden Bereich angenommen werden, was durch eine Verringerung der Freisetzungsraten von 60 auf 40% berücksichtigt wird.

Sämtliche weiteren Daten entsprechen bis auf die Stablänge und damit die Integrationsgrenzen dem Testbrennstab. Man errechnet danach eine Gesamtmenge des freigesetzten Spaltgases von:

$$\begin{aligned} \text{im Stab 1 (RBE - 26)} \quad A_1 &= 6,2 \text{ Ncm}^3, \\ \text{im Stab 2 (RBE - 25)} \quad A_2 &= 4,2 \text{ Ncm}^3. \end{aligned}$$

Bei dem Vergleich ist weiterhin zu berücksichtigen:

Bei der Messung des Gasgehaltes in den bestrahlten Kapseln wurde die gesamte Gasmenge, d.h. Spaltgase einschließlich ursprünglicher Heliumfüllung und Restgasgehalt gemessen.

Die Heliumfüllung kann aus dem freien Volumen der Stäbe und dem Heliumfülldruck mit $3,2 \text{ Ncm}^3$ angegeben werden. Der zu Bestrah-

lungsbeginn vorhandene, an den Brennstoff adsorbierte Restgasanteil ergibt sich aus der Brennstoffspezifikation (Tab. 3-3 Abschn. 3.1.3) mit $2,3 \text{ Ncm}^3$. Diese Restgase reagieren jedoch weitgehend mit dem Brennstoff oder dem Hüllrohr (siehe Hydridbildung). Wie aus einer Analyse des Gasinhaltes, die allerdings, wie bereits angeführt, nur geringen Anspruch auf Genauigkeit stellen kann, hervorgeht, kann noch mit einem geringen Anteil von Stickstoff gerechnet werden, der mit etwa $0,5 \text{ Ncm}^3$ sicher nicht zu hoch abgeschätzt ist. Mit diesen Voraussetzungen ergeben sich die Verhältnisse entsprechend Tabelle 7-7.

Tabelle 7-7: Gasgehalte der Brennstäbe aus der Kapselbestrahlung

1. Gesamte entstehende Spaltgasmenge	gerechnet		gemessen	
	Stab 1	$13,1 \text{ Ncm}^3$	Stab 2	-
2. Gesamtgasinhalt im Brennstab einschließlich Heliumfüllung und $0,5 \text{ Ncm}^3$ Restgas	gerechnet		gemessen	
	Stab 1	$9,9 \text{ Ncm}^3$	Stab 2	$7,9 \text{ Ncm}^3$
3. Freigesetztes Spaltgas im Brennstab	gerechnet		gemessen	
	Stab 1	$6,2 \text{ Ncm}^3$	Stab 2	$4,2 \text{ Ncm}^3$
	gerechnet		gemessen	
	Stab 1	$4,2 \text{ Ncm}^3$	Stab 2	$3,0 \text{ Ncm}^3$

Aus Tabelle 7-7 kann eine ausreichende Sicherheit von 40-50% der nach dem entwickelten Modell berechneten Spaltgasfreisetzung in Thoriumoxidbrennstoffen abgeleitet werden, was in Anbetracht des sehr hohen Abbrandes im Testelement günstig erscheint und außerdem eine Sicherheit bei nicht feststellbarer Leistungsüberhöhung

im Testelement bietet. Es sei zuletzt auf die gute Abschätzung bei der Differenz der Spaltgasproduktion in den beiden verschiedenen belasteten Stäben hingewiesen. Setzt man wie bei Uran noch besseres Rückhaltevermögen für Kurzzeitbestrahlung im Bereich der Grobkornbildung voraus, so wird diese Abschätzung noch verbessert.

7.3.1.2.4 Der durch Spaltgasfreisetzung entstehende Innendruck

Nach der vollen Einsatzzeit muß im Hüllrohr eine Spaltgasmenge von

$$A_{\text{fges}} = 1319 \text{ Ncm}^3$$

zurückgehalten werden. Zusätzlich ist die Heliumfüllung des frischen Brennstabes mit

$$A_{\text{He}} \approx 50 \text{ Ncm}^3$$

zu berücksichtigen. Zur Aufnahme dieser Spaltgase steht zur Verfügung

1. Ein oberer und unterer Spaltgasraum mit einem Gesamtvolumen von $V_s = 16 \text{ cm}^3$. Die mittlere Temperatur in diesen Räumen liegt nur wenig höher als die Kühlmitteltemperatur und kann unter Beachtung der räumlichen Anordnung mit $t_s = 270^\circ\text{C}$ ($\Delta T_s = 543^\circ\text{K}$) angenommen werden.
2. Ein Teil des freien Porenvolumens im Brennstoff. Dieses Volumen ergibt sich aus der Schüttdichte nach Abzug der Wärmedehnung ($\approx 3,5\%$) und des Brennstoffschwellens (Abschnitt 7.2.1.3) zu $V_B = 12,5 \text{ cm}^3$.

Dieser Anteil des Spaltgasraumes steht jedoch nur mit einer sehr hohen Temperatur zur Verfügung, wodurch die mögliche Spaltgasaufnahme bei entsprechendem Druck beträchtlich verringert wird. Man kann die mittlere Brennstofftemperatur für die Gase im Brennstoffbereich voraus-

setzen, die allgemein mit

$$\bar{t}_B = \frac{1}{\pi \cdot R^2 \cdot (z_1 + z_2)} \int_0^{z_1} \int_0^{z_2} \int_0^{2\pi} \int_0^R t(r, z) \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi \cdot dz \quad 7/34$$

beschrieben wird. Da ein kleiner Fehler in dieser Temperatur nur geringen Einfluß auf den Spaltgasdruck hat, kann die Temperatur \bar{t}_B mit der Näherung konstanter Wärmeleitfähigkeit im Brennstoff durchgeführt werden, wobei aus Sicherheitsgründen die geringere Wärmeleitfähigkeit der Kugelschüttung λ_s vorausgesetzt wird. Sodann kann die Temperatur entsprechend Gleichung 7/27 nach Umformen mit

$$t(r, z) = t_R + \frac{q_0''}{4 \cdot \lambda_s} \cdot (R^2 - r^2) \cdot \cos \frac{\pi z}{447} \quad 6/21a$$

beschrieben werden, und man erhält nach Integration und Einsetzen der Grenzen

$$\bar{t}_B = 1450^\circ\text{C} \hat{=} \bar{T}_B = 1723^\circ\text{K}.$$

Man ermittelt den Gasdruck im gesamten für Spaltgase zur Verfügung stehenden Volumen mit der allgemeinen Gasgleichung und erhält

$$p_i = \frac{\frac{A_{f, \text{ges}}}{T_0} + \frac{A_{\text{He}}}{T_0}}{V_s \cdot \frac{1}{T_s} + V_B \cdot \frac{1}{T_B}} = 131 \text{ atm} , \quad 7/35$$

wenn mit $T_0 = 273^\circ\text{K}$ die Bezugstemperatur für das Normalvolumen eingesetzt wird. Am Ende der Bestrahlungszeit ergibt sich im Normalbetrieb eine maximale Druckdifferenz zwischen Kühlmittelaußen- und Spaltgasinnendruck von $p_i = 41 \text{ atm}$ (bzw. im Druckregelbereich etwa 45 atm). Dieser Innendruck bewirkt eine Zugspannung im Hüllrohr.

7.3.1.3 Belastung durch Brennstoffschwellen

Wie unter Abschnitt 3 bereits ausgeführt wurde, wird die theoretische Annahme einer geringeren globalen Brennstoffschwellung des Thoriumoxids gegenüber Uranoxid bei den Bestrahlungsversuchen weitgehend bestätigt. Bei Messungen wurde bisher eine Schwellrate von etwa 0,45% pro 10^{20} Spaltungen je cm^3 festgestellt /48/ (vergleichsweise Uran = 0,9%). An der maximal belasteten Stelle des Brennstabes ist mit dem maximalen Abbrand von 75.000 MWd/t SM entsprechend $2,46 \cdot 10^{21}$ Spaltungen/ cm^3 eine Gesamtschwellung von etwa 11% zu erwarten. Die über den Brennstab gemittelte Volumenzunahme beträgt am Ende der Einsatzzeit etwa 9%. Nach den bisherigen Bestrahlungsergebnissen wird diese Schwellung von der Brennstoffporosität (18%) kompensiert. Diese Volumenzunahme wurde bei der Berechnung des Spaltgasdrucks berücksichtigt.

7.3.1.4 Belastung durch Wärmedehnung des Brennstoffs

Wärmedehnungen des Brennstoffes, die nicht durch die Brennstoffporosität kompensiert werden, würden eine Hüllrohraufweitung bewirken, die jedoch in keinem der untersuchten Bestrahlungen zu beobachten war. Selbst die wesentlich höher belasteten Hüllrohre der Kapselbestrahlung zeigten keine meßbaren Dimensionsänderungen.

Die Wärmedehnung des Brennstoffes kann zu Beginn der Einsatzzeit sogar eine gewisse Stützwirkung auf das auf Außendruck belastete Hüllrohr bewirken. Eine eindeutige Bestätigung gibt es dafür jedoch nicht.

Durch die Wärmedehnung wird jedoch das freie Volumen im Brenn-

stoff reduziert. Eine Abschätzung ist daher für die Berechnung des für Spaltgase zur Verfügung stehenden Hohlraumes im Brennstoff notwendig.

Die lineare Wärmedehnung von ThO_2 ist bis etwa 1600°C nahezu konstant und kann mit $\beta = 9,45 \cdot 10^{-6} \text{ mm/mm}^\circ\text{C}$ angenommen werden./27/ Oberhalb dieser Temperatur wird die Wärmedehnung wahrscheinlich geringer. Die pessimistischste Abschätzung ist eine konstante Dehnung über den gesamten Temperaturbereich. Auch mit der mittleren Brennstofftemperatur nach Gl.7/23 von $\bar{t}_B = 1450^\circ\text{C}$, die auf einer pessimistischen Annahme beruht, wird das Ergebnis nach der sicheren Seite abgeschätzt. Man erhält

$$\Delta V_{\max} = 3 \cdot \beta \cdot \Delta \bar{t}_B = 4 \% . \quad 7/36$$

Abziehen ist eine entsprechende Wärmedehnung des Hüllrohres, die sich in einer Aufweitung mit einer Volumenerhöhung von etwa 0,5% auswirkt. Von 18% Porosität verbleiben somit etwa 5,5% oder $V_B = 12,5 \text{ cm}^3$ freies Volumen für die Spaltgase.

7.3.1.5 Belastung durch Wärmespannungen im Hüllrohr

Durch den Temperaturabfall zwischen Hüllrohrinnen- und Außen-seite entsteht eine Biegespannung σ_w , die in dünnwandigen Schalen mit

$$\sigma_{w,\max} = \pm \frac{E \cdot \beta_w \cdot \Delta t}{2(1 - \nu)} = 2,9 \text{ kp/mm}^2 \quad 7/37$$

bestimmt werden kann. Darin bedeuten

E = Elastizitätsmodul. Für Zry-4 gilt $E = 7,3 \cdot 10^5 \text{ kp/cm}^2$
(bei 340°C)

β_w = lineare Wärmeausdehnungszahl. Für Zry gilt:

$$\beta_w = 6 \cdot 10^{-6} \text{ cm/cm } ^\circ\text{C}$$

Δt = Temperaturdifferenz im Hüllrohr. Der Maximalwert ergibt sich nach Abschnitt 6.3 (Abb. 6-5) zu $\Delta t = 87^\circ\text{C}$ (mit Sicherheitsfaktoren!)

ν = Querkontraktionszahl = 0,35

7.3.2 Spannungsüberlagerung und Anstrengung im Hüllrohr

Die mechanische Haltbarkeit des Hüllrohres ergibt sich aus den Überlagerungen der im Abschnitt 7.3.1 ermittelten Einzelspannungen. Dabei ist sowohl die räumliche Überlagerung der Spannungen als auch die zeitliche Folge der Belastungen zu berücksichtigen. Aus dem zeitlichen Belastungsablauf können die maximalen Belastungszustände ermittelt werden. Er gibt außerdem Anhaltspunkte über den Spannungsabbau bzw. die Verformungen durch Kriechen. Die räumliche Spannungsüberlagerung bietet die Voraussetzung zur Berechnung der Vergleichsspannung (Anstrengung) σ_v und damit eine Beurteilung der Belastungen anhand der bekannten Festigkeitskennwerte.

7.3.2.1 Die zeitliche Abhängigkeit des Spannungsverlaufs

Der zeitliche Verlauf der Hüllrohrbelastung wird hauptsächlich durch den Aufbau des Spaltgasinnendruckes beeinflusst. Bereits nach etwa 40 bis 50 Volllasttagen steigt der Innendruck auf 20 at an und beginnt das Hüllrohr erheblich zu entlasten. Gegen Ende der Einsatzzeit wird die Belastung des Hüllrohres ganz durch den Innendruck bestimmt. Daher sind die örtlichen Span-

nungszustände für Beginn und Ende der Einsatzzeit getrennt zu untersuchen, wobei auch die außerordentlichen Betriebsfälle wie Brennelementwechsel oder Unfall einzubeziehen sind.

Im weiteren Sinne können auch Spannungsverlagerungen durch Kriechen des Werkstoffes als zeitabhängig angesehen werden. Da über das Kriechverhalten des Werkstoffes jedoch noch wenig fundierte Kenntnisse vorhanden sind, muß in dieser Beziehung weitgehend auf empirische Ergebnisse und Abschätzungen zurückgegriffen werden.

7.3.2.2 Die örtliche Spannungsüberlagerung

a) Zu Einsatzbeginn

Bei normalem Reaktorbetrieb treten die maximalen Spannungen zu Einsatzbeginn bei dem auf Außendruck belasteten Hüllrohr auf. Es überlagern sich folgende Spannungen:

1. Spannungen durch den Außendruck des Kühlmittels.
Für diese Spannungen wird bei dünnwandigen Hohlzylindern ein zweiachsiger Spannungszustand angenommen. Die Maximalspannung σ_{Dmax} wirkt tangential. In axialer Richtung wirkt die halbe Tangentialspannung.
2. Spannungen durch die technische Unrundheit des Hüllrohres.
Diese Spannungen können als reine Tangentialspannungen angenommen werden.
3. Spannungen durch Wärmedehnungsdifferenzen im Hüllrohr.
Bei Annahme eines zweiachsigen Spannungszustandes im dünnwandigen Hohlzylinder treten sie axial und radial als Biegespannung gleicher Größe auf.
4. Spannungen durch Wärmedehnungen des Brennstoffes.
Man kann annehmen, daß diese einerseits durch die Brenn-

stoffporosität weitgehend kompensiert werden, andererseits höchstens entlastend gegen den Außendruck wirken können. Ohne großen Fehler und ohne Gefährdung der Sicherheit können sie vernachlässigt werden.

5. Spannungen durch Innendruck der anfänglichen Heliumfüllung. Dieser Innendruck liegt im Bereich der Regelschwankungen des Kühlmitteldrucks. Er wird im Ausgleich mit diesen Schwankungen als Sicherheitsfaktor vernachlässigt.

Mit diesen Spannungen erhält man die in Abb. 7-8 (Kurvenstück A) aufgezeichneten Belastungen in tangentialer Richtung.

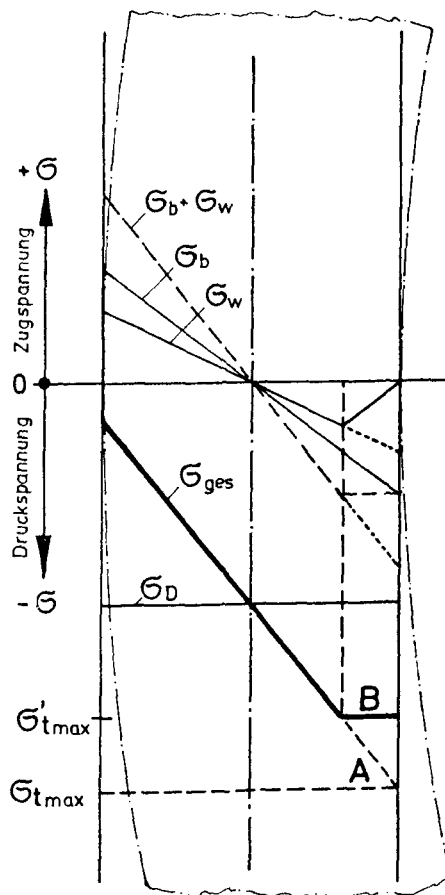


Abb. 7-8 Spannungsverlauf im elastischen und teilplastischen Bereich

- A ohne -
B mit Abbau der Wärmespannungen.

Dabei wurde die höchstbelastete Stelle (Stelle A in Abb. 7-2) betrachtet. Die Maximalspannung errechnet sich dabei aus den entsprechenden Einzelspannungen (Abschnitt 7.3.1.1 und 7.3.1.6) mit:

$$\sigma_{t,max} = \sigma_{s,max} + \sigma_{w,max} = 16,2 \text{ kp/mm}^2 . \quad 7/38$$

Ein Versagen des bei 300 - 400°C ausreichend elastischen Werkstoffes ist durch unzulässiges Verformen zu erwarten. Die Vergleichsspannung bei mehrachsigem Spannungszustand wird mit der G.E. (Gestaltänderungsenergie)-Hypothese bestimmt. Dazu ist die Axialspannung zu ermitteln mit

$$\sigma_{a,max} = \sigma_{w,max} + \frac{1}{2} \cdot \sigma_{D,max} = 7,1 \text{ kp/mm}^2 . \quad 7/39$$

Die Vergleichsspannung wird

$$\sigma_v = \sqrt{\sigma_{t,max}^2 + \sigma_{a,max}^2 - \sigma_{t,max} \cdot \sigma_{a,max}} = 14 \text{ kp/mm}^2 . \quad 7/40$$

Zwar können die in Abschnitt 7.1 angeführten Kennwerte als pessimistisch angesehen werden, es muß bei dieser Belastung jedoch zumindest mit einem zeitabhängigen Spannungsabbau durch Kriechen in der meistbelasteten Innenfaser (s. Abb. 7-8) gerechnet werden.

Handelt es sich um einen Spannungsabbau und nicht um einen elastischen Spannungsausgleich, so tritt keine Zunahme der Unrundheit durch zunehmende Verformung auf, da die Belastung der weiter zur Mitte liegenden Fasern nicht zunimmt. Das heißt, die Wärmespannungen werden im Fließbereich abgebaut und erscheinen nur als geringe Eigenspannungen im entlasteten Hüllrohr wieder. Diese Spannungsverteilung ist für reine Tangentialspannungen und unter der Voraussetzung im Hüllrohrtemperaturbereich konstanter Werkstoffeigenschaften in Abb. 7-8 (Kurvenstück B) dargestellt.

Für den vorliegenden Fall ist dann mit der maximalen Spannung von

$$\sigma_{\max} = -\sigma_{\max} = \sigma_F = 9,5 \text{ kp/mm}^2$$

zu rechnen. Dieser Wert kann jedoch nur als Anhaltswert betrachtet werden, da durch zunehmende Plastizität auch die Unrundheit des Hüllrohres und damit die Belastung zunimmt. Es kann lediglich darauf verwiesen werden, daß die Berechnungen für zu hohe Unrundheit und damit mit entsprechenden Sicherheitsfaktoren bei der Belastung durchgeführt wurden. Durch Kriechen ist also eine Spannungsverlagerung in Richtung der in Abb. 7-9 dargestellten Form zu erwarten.

Durch andere Betriebszustände ist eine Steigerung der Belastung zu Einsatzbeginn nicht zu erwarten. Auch der Bruch einer Hauptkühlmittelleitung (maximaler Unfall) läßt keine Belastungssteigerung erwarten, da in diesem Fall der Kühlmitteldruck abfällt. Die Werkstoffeigenschaften lassen in diesem Fall eine Temperatursteigerung auf etwa 500 bis 600 °C zu, ohne daß mit einer Zerstörung des Hüllrohres zu rechnen ist.

b) Am Ende der Einsatzzeit

Am Ende der Bestrahlungszeit ist das Hüllrohr durch das freigesetzte Spaltgas auf Innendruck belastet. Im Betrieb liegt diese Beanspruchung wesentlich niedriger als die beschriebene Außendruckbelastung. Zusätzlich entfällt die Gefahr des Einbeulens. Zu untersuchen bleiben die Betriebszustände mit verringertem Kühlmitteldruck. Diese Verhältnisse können in drei Fällen auftreten:

1. Im abgeschalteten Reaktor. Der Kühlmittelaußendruck entfällt. Der Spaltgasinnendruck wird durch wesentlich niedrigere Temperaturen im Spaltgasraum und im Brennstoff beträchtlich reduziert. Die Festigkeitseigenschaften des Hüllrohrwerkstoffes werden durch die geringeren Temperaturen ebenfalls verbessert. Vergleicht man die Belastungen unter Punkt 3., so kann eine Gefahr für das Hüllrohr gänzlich ausgeschlossen werden.

2. Während des Umsetzens oder beim Transport. Der Normalbetrieb sieht keine belastungssteigernden Ausnahmefälle vor. Durch Betriebsstörungen ist ein Absinken des Kühlmitteldrucks denkbar. Gefahr für das Brennelement besteht nur bei längerem, völligem Ausfall der Kühlung, da die Nachzerfallswärme abgeführt werden muß. Dabei müssen die Grenzwerte wie unter Punkt 3. eingehalten werden.
3. Beim maximalen Unfall, der mit Bruch einer Hauptkühlmittelleitung angenommen wird. Die Haltbarkeit des Hüllrohres wird durch die Wirksamkeit der Notkühlung begrenzt. Der Hüllrohrwerkstoff weist bis etwa 500°C eine ausreichende Duktilität auf, die oberhalb dieser Temperatur noch beträchtlich zunimmt. Die Bruchdehnung liegt bis 500°C bei etwa 20%, steigt dann bis 700°C sehr rasch bis 80% an./34,35/ Die absolute Grenze für die Hüllrohrtemperatur wird durch eine Zirkon-Wasser-Reaktion gesetzt, die bei etwa 800°C einsetzt./49/

Sofern eine Hüllrohrtemperatur von 500°C nicht überschritten wird, ist mit einer Zerstörung nicht zu rechnen. Das kann an einem extremen Beispiel gezeigt werden. Setzt man eine Hüllrohrtemperatur von etwa 500°C voraus und nimmt an, daß die mittlere Brennstofftemperatur kurzzeitig derart ansteigt, daß der Spaltgasdruck nur noch durch die Kapazität des Spaltgasraumes bei der Temperatur des Hüllrohres von 500°C bestimmt wird, so kann bei fehlendem Außendruck ein Spaltgasdruck von etwa 240 at errechnet werden. Als maximale Vergleichsspannung erhält man im Hüllrohr

$$\sigma_{m,v,max} = 18,5 \text{ kp/mm}^2.$$

Die Angaben über die Bruchbelastung bei 500°C geben einen Minimalwert von 20 kp/mm² an./34,35/ Die zu erwartende kräf-

tige Dehnung des Hüllrohres setzt weiterhin den Innendruck beträchtlich herab und stellt damit gleichzeitig einen zusätzlichen Raum für Wärmedehnungen des Brennstoffes zur Verfügung.

Die mit der Temperatur zunehmende Duktilität läßt entsprechend günstiges Verhalten des Brennstabes sogar bei noch höheren Temperaturen erwarten. Man kann damit rechnen, daß das Testelement die gleiche Ausfallwahrscheinlichkeit wie ein normales Brennelement bei entsprechenden Belastungen aufweist.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Hüllrohrbelastungen in einem Bereich liegen, der dem Versuchsziel entsprechend als hoch bezeichnet werden muß. Die gründliche Analyse zeigt jedoch auch, daß beträchtliche Sicherheiten berücksichtigt wurden, die eine Haltbarkeit weitgehend garantieren. Dabei muß nochmals auf die Kapselbestrahlung verwiesen werden, mit deren Ergebnissen bei noch beträchtlich erhöhten Belastungen die erwartete Bestätigung für die Haltbarkeit der Testbrennstäbe erbracht wurde. Dies gilt in jedem Fall für die entscheidende Phase der ersten Einsatzzeit mit den Belastungen durch Außendruck.

7.4 Kräfte im zusammengebauten Element

Im Betrieb sind keine äußeren Kräfte auf das Element oder die Tragstruktur zu erwarten. Wärmedehnungsdifferenzen können sich durch die verschiebbar gelagerten Brennstäbe ausgleichen. Für die Manipulation wurde das Element auf Zugfestigkeit, Knickfestigkeit und Durchbiegung untersucht. Die Bedingungen für das Auftreten der verschiedenen Belastungen werden im folgenden untersucht.

7.4.1 Zugfestigkeit

Beim Ziehen des Elementes aus einer Reaktorposition wird das Element auf Zug beansprucht. Die maximal mögliche Zugkraft (bei verklemmtem Element im Trennrohr!) ist von seiten der Lademaschine begrenzt und beträgt 550 kp /50/. Als gefährdeter Querschnitt ist die Schweißverbindung zwischen Rundstangen und oberer Gitterplatte zu betrachten. Bei der Festigkeit von Zry-4 unter Betriebstemperatur (maximale Kühlmittelaustrittstemperatur) kann eine Zugkraft von $P = 3300$ kp übertragen werden. Zu berücksichtigen ist ein Teil des Elementgewichtes (Gewicht unterhalb des gefährdeten Querschnitts) von etwa 50 kp: Der Sicherheitsfaktor beträgt also $S_z = 5,5$.

7.4.2 Druckfestigkeit

Beim Einsetzen des Brennelementes in die Reaktorposition können die Rundstangen auf Druck belastet werden und müssen daher auf Knicken untersucht werden. Dabei kann die Lademaschine gleichen maximalen Druck wie Zug von 550 kg aufbringen./50/ Zusätzlich ist das Eigengewicht der Elementstruktur mit Tragstange, Abschirmkörper und Verschluss, etwa 110 kp, zu berücksichtigen, nicht jedoch das Gewicht der Brennstäbe, da diese immer auf der unteren Gitterplatte aufliegen.

Als freie Knicklänge ist der Abstand zwischen zwei Abstandshaltern einzusetzen. An diesen Stellen sind die Rundstangen im Trennrohr geführt. Für zweiseitig eingespannte Stäbe ergibt sich nach Euler eine Knicklast von etwa 2000 kp: Sicherheitsfaktor $S_K > 3$. Die reine Druckspannung liegt wie die Zugspannung weit unter der zulässigen Belastung.

7.4.3 Durchbiegung

Für den Transport und die Handhabung des Elements muß untersucht werden, ob das an den Enden aufgelegte Element sich freidurchbiegen kann, ohne daß bleibende Verformungen auftreten. Eine exakte Nachrechnung der dadurch auftretenden Belastung erschien zu aufwendig. Mit verschiedenen pessimistischen Näherungen wurde abgeschätzt, daß eine derartige Handhabung des Brennelements zwar zulässig ist, nach Möglichkeit jedoch vermieden werden sollte. Beim Transport ist daher für eine ausreichende Unterstützung des Brennelementes Sorge zu tragen. Die Durchbiegung des an den Enden frei aufliegenden Elementes liegt bei etwa 20 bis 40 mm.

8. Die Sicherheit des Testelementes

Grundlage für die Auswertung der Versuchsergebnisse am Testelement sind die in den vorangehenden Kapiteln ermittelten Betriebsverhältnisse unter Nennleistung.

Bei der besonderen möglichen Gefährdung von Gesamtanlage und Umwelt durch Versagen einzelner Anlagenteile genügt es jedoch in vielen Punkten nicht, die Sicherheit eines Elementes aus der Nennbelastung und den entsprechenden Beanspruchungen abzuleiten.

Näherungen bei der Berechnung der Nennleistung, Betriebsschwankungen des Reaktors sowie technische Maß- bzw. Meßtoleranzen bedürfen einer eingehenden Untersuchung über ihre Auswirkungen auf die Haltbarkeit des Elementes. Den angestrebten Sicherheitsbedingungen entspricht es dabei, wenn von der pessimistischsten Annahme ausgegangen wird, daß sich alle leistungssteigernden Faktoren multiplizieren. Eine hinreichende Haltbarkeit bei die-

sen entsprechend extremen Belastungen gilt als Voraussetzung für ein ausreichend gesichertes Betreiben des Testelementes.

Untersucht werden alle kritischen Punkte des Elementes, die durch eine Leistungssteigerung gefährdet sind. Dabei können die einzelnen leistungssteigernden Faktoren auf die jeweils zu untersuchenden kritischen Punkte der Brennelemente unterschiedlichen Einfluss haben. Die entsprechenden Ergebnisse wurden bereits teilweise bei den vorangehenden Abschnitten mit Hinweis auf die Sicherheit berücksichtigt. Eine ausreichende Sicherheit für den Wärmeübergang an das Kühlmittel wurde jedoch noch nicht nachgewiesen und wird daher als erster Punkt der Sicherheitsüberlegungen behandelt. Anschließend werden die einzelnen leistungssteigernden Faktoren mit ihrem Einfluss auf das Temperaturfeld zusammengestellt. Die testbett-abhängigen Faktoren werden bei der Abschätzung den Angaben des Reaktor-Sicherheitsberichts des MZFR angepaßt./5c/ Die weiteren Faktoren ergeben sich aus der Testelementauslegung.

8.1 Die Sicherheit des Wärmeübergangs Zwischen Hüllrohr und Kühlmittel

Bei Wärmeübergang mit aufgeprägter Heizflächenbelastung, wie sie in elektrisch oder nuklear beheizten Anlagen gegeben ist, ist die Sicherheit des Wärmeübergangs von der Heizfläche an das Kühlmittel von entscheidender Bedeutung.

Eine Zerstörung der Heizfläche - hier des Hüllrohres - ist zu erwarten, wenn die Wärmestromdichte einen kritischen Wert erreicht. Diese kritische Wärmestromdichte ist definiert durch den Übergang vom Blasensieden bzw. vom unterkühlten Oberflächen-sieden zum Filmsieden und wird mit q''_{DNB} bezeichnet. (DNB = departure from nucleate boiling = abreißen der intensiven Blasen-verdampfung). Die maximal mögliche Wärmestromdichte muß mit

einem ausreichenden Sicherheitsfaktor unter dem kritischen Wert liegen. Dieser Sicherheitsfaktor darf unter Voraussetzung sämtlicher Extremfälle einen Wert von 1,25 nicht unterschreiten.

Die kritische Wärmestromdichte q''_{DNB} ist von den Kühlmittelbedingungen abhängig und wird weiterhin durch die Geometrie des Kühlquerschnittes beeinflusst. Hier sind als Sicherheitsfaktoren alle Einflüsse auf die Kühlmittelbedingungen entsprechend Abschnitt 8.1.1 und Abschnitt 8.1.2 zu berücksichtigen.

Für die Kühlkanalquerschnitte von Leichtwasserreaktoren wird q''_{DNB} nach der W-3 Beziehung nach /51/ ermittelt, deren Gültigkeit jedoch auf die bedeutend kleineren Kühlmittelquerschnitte von Leichtwasserreaktoren beschränkt ist. Daher wurden im Rahmen der D₂O-Thorium-Brüterstudie Messungen /20/ durchgeführt mit dem Ziel, diese Beziehung für größere Kühlmittelquerschnitte durch Korrekturglieder zu erweitern. Diese Messungen mit einem 9-Stabbündel mit Gitterabständen (pitch) von 26 mm wurden speziell für das Testelement durch eine Meßreihe mit 22 mm pitch ergänzt.

Mit diesen Messungen konnte gezeigt werden, daß die W-3 Beziehung mit einer "cold-wall" Korrektur auch für größere hydraulische Durchmesser noch angewendet werden kann. Bei den Versuchen für das Gitter mit 26 mm Stababstand liegt dabei der Streubereich der Messergebnisse um max. 6,5% und 24% ober- bzw. unterhalb der errechneten Ergebnisse. Mit dieser korrigierten W-3-Beziehung wurden die Sicherheitsfaktoren gegen DNB numerisch zu den in Abschnitt 8.1.3 und 8.1.4 angegebenen Werten mit einem Rechenprogramm der Firma Siemens A.G. ermittelt, wobei die für das Testelement erarbeiteten Voraussetzungen zugrunde gelegt wurden.

8.1.1 Sicherheitsfaktor für ausreichenden Kühlmitteldurchsatz

Für sämtliche Berechnungen wird ein Kühlmittelmassendurchsatz $G_{\text{min}} = 3,1 \cdot 10^4$ kg/h vorausgesetzt. Dieser Minstdurchsatz muß

für sämtliche Betriebsverhältnisse (ausgenommen Ausfall einer Kühlmittelumwälzpumpe - Abschnitt 8.1.3.2) garantiert werden. Der Kühlmitteldurchsatz wurde in einem Modellversuch im Maßstab 1:1 (Abschnitt 6.1.1) durch Anpassen einer Einlaufdrossel eingestellt. Er wurde entsprechend aller möglichen Fehler, die durch die Messungen, durch die Unsicherheiten im Reaktorbetrieb oder durch die technischen Toleranzen zwischen Modell und Testelement auftreten können, höher eingestellt. Folgende Faktoren wurden berücksichtigt:

8.1.1.1 Der Faktor für Unsicherheit der Angaben bei der treibenden Druckdifferenz im Reaktor ist mit 20 bis 26% anzunehmen./52/ Wegen der quadratischen Kennlinie ist damit eine mögliche Durchsatzabweichung von 13% vorzusetzen:

Abweichung des Kühlmitteldurchsatzes, Faktor: 1,13

8.1.1.2 Der Querschnitt des Ringspaltes zwischen Elementdrossel und MZFR-Trennrohr kann durch Fertigungstoleranzen und Verformungen bei den Modellversuchen etwas anders ausfallen als im Reaktor. Dadurch wird der Durchsatz des Beipasses beeinflusst. Aus den zulässigen Toleranzen läßt sich der Einfluß auf etwa 2,5% des Gesamtdurchsatzes abschätzen.

Beipasstoleranzen, Faktor: 1,025

8.1.1.3 Die Durchsatzmessungen am Modell unterliegen den üblichen Meßungenauigkeiten der Meßgeräte. Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz kann der maximal mögliche Meßfehler mit etwa 4% abgeschätzt werden.

Meßtoleranzen, Faktor: 1,04

Diese Faktoren können sich im ungünstigsten Fall multiplizieren.

Man erhält dann den Faktor für Toleranzen im Kühlmitteldurchsatz mit

$$F_{\Delta G} = 1,21.$$

Im Modellversuch wurde also für die erste Normalposition ein Mindestdurchsatz von

$$G = G_{\min} \cdot F_{\Delta G} \approx 3,73 \cdot 10^4 \text{ kg/h}$$

eingestellt.

Damit wird in der ersten Position der Nenndurchsatz garantiert. In den nächsthöheren Positionen wird ein höherer Durchsatz erreicht.

8.1.2 Die maximale Kühlmittelaufheizspanne in einem angenommenen Unterkanal und die Kühlmittelzustände

Zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte müssen, zusätzlich zur Voraussetzung minimalen Kühlmitteldurchsatzes eine Reihe von Faktoren beachtet werden, die eine örtliche Änderung der Kühlmittelverhältnisse über dem Kühlkanalquerschnitt bewirken können. Für diesen Fall wird der Kühlkanalquerschnitt in sogenannte Unterkanäle eingeteilt. Mit der pessimistischen Voraussetzung einer nahezu getrennten Kühlmittelströmung in diesen Unterkanälen wird die maximal mögliche Kühlmittelaufheizspanne dieses Unterkanals untersucht. Außerdem sind der minimale Kühlmitteldruck und die maximale Kühlmittelintrittstemperatur zu ermitteln. Diese Verhältnisse werden zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte vorausgesetzt.

Im einzelnen sind folgende Faktoren zu beachten:

- 8.1.2.1 Die rechnerische Leistungsbestimmung beinhaltet Näherungen, deren Genauigkeit auf 10% abgeschätzt wurde.
Leistungsverteilung, Faktor: 1,10
- 8.1.2.2 Vor Auslösen der automatischen Abschaltung des Reaktors kann die Leistung kurzzeitig 120% erreichen.
Überlast, Faktor: 1,20
- 8.1.2.3 Die Fertigungstoleranzen der Brennstäbe können erhöhte Leistungsabgabe und damit eine Erhöhung der Aufheizspanne bewirken. Zu berücksichtigen sind alle Toleranzen, die integriert über der gesamten Brennstablänge wirksam sein können. Sie können aus der Brennstabspezifikation entnommen werden (Abschn. 3.1.3). Man erhält einzeln:
- a) Toleranz der Brennstoffanreicherung an Uran-235: 4,65%
Anreicherung, Faktor: 1,047
 - b) Obere Toleranz, Grenze für die Brennstoffdichte: +1,2%
Dichte, Faktor: 1,012
 - c) Toleranz des Hüllrohrinnendurchmessers 0,5%
Durchmesser, Faktor: 1,005
- 8.1.2.4 Durch Regelung und Umsetzen umliegender Reaktorelemente kann eine geringe Flussanhebung auftreten. Diese Flussanhebung ist axial begrenzt und bewirkt nur in einem Teil des Brennelementes eine erhöhte Leistungsabgabe. Der über die Gesamtlänge gemittelte Einfluß auf die Kühlmittelaufheizspanne wird auf maximal 1% abgeschätzt.
Flußstörung, Faktor: 1,01
- 8.1.2.5 Die Makroskopische Flußverteilung im Reaktor wirkt sich über dem Querschnitt des Testelementes derart aus, daß in dem der Reaktormitte nächstgelegenen Brennstab eine

etwa 4% höhere Leistung freigesetzt wird.

Makroskopische Flußverteilung, Faktor: 1,04

8.1.2.6 Durch Kühlmittelverdrängung aus dem stärkstbelasteten Kanal infolge Dichteschwankungen kann die Aufwärmspanne weiter erhöht werden. Dieser Einfluß wird mit 5 % angenommen.

Dichteschwankungen, Faktor: 1,05

8.1.2.7 Bei Messungen für Leichtwasserreaktoren konnte ein gewisser Ausgleich von Temperaturspitzen im Kühlmittel infolge der Durchmischung festgestellt werden./25/ Diese Einflüsse müssen sehr vorsichtig abgeschätzt werden, es ist jedoch in jedem Fall pessimistisch, wenn sie nur mit einem Faktor von 0,95 berücksichtigt werden.

Durchmischung, Faktor: 0,95

Durch Multiplikation dieser Einzelfaktoren erhält man einen Gesamtfaktor $F_{\Delta i} = 1,49$, mit dem die maximale örtliche Enthalpieerhöhung berechnet wird. Diese wird mit dem minimalen garantierten Kühlmitteldurchsatz von $G_{\min} = 3,1 \cdot 10^4$ kg/h

$$\Delta i_{\max} = 58,8 \text{ kcal/kg} .$$

Zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte müssen die ungünstigsten Reaktorbetriebsdaten berücksichtigt werden.

8.1.2.8 Der minimale Kühlmitteldruck im Testkanal. Es sind zu berücksichtigen

- a) Ansprechbereich der Druckregelung ± 2 at
- b) Druckabfall im Kanal 2,3 at
- c) Meßfehler ~ 2 at.

Für den niedrigsten Druck im Kanal können also 83,7 at angenommen werden. Daraus erhält man eine Sättigungstemperatur von $t_s = 296^\circ\text{C}$ sowie eine Enthalpie im flüssigen Zustand von $i_s = 307 \text{ kcal/kg}$

8.1.2.9 Die maximal mögliche Kühlmittelintrittstemperatur wird mit 250°C angegeben, die entsprechende Eintrittsenthalpie wird $i_e = 251,1 \text{ kcal/kg}$.

Alle im Abschnitt 8.1.2 aufgeführten Faktoren wurden bei der Berechnung der kritischen Wärmestromdichte berücksichtigt. Weiterhin errechnet man aus diesen Faktoren und Betriebsverhältnissen den örtlich möglichen Dampfgehalt am Kühlkanalaustritt, der sich zu $x = 1,7 \text{ Gew.}\%$ ergibt. Örtliches Volumensieden, d.h. $x \geq 0$ tritt auf, wenn die Kühlmittelenthalpie die Sättigungsenthalpie erreicht hat. Das entspricht nach den Punkten 8.1.2.8 und 8.1.2.9 einer Enthalpieerhöhung Δi im maximal belasteten Unterkanal von $\Delta i = i_s - i_e = 54,9 \text{ kcal/kg}$. Diese Enthalpieerhöhung wird an der axialen Stelle $z_s = 96,0 \text{ cm}$ erreicht, d.h. auf den letzten 4,5 cm eines maximal belasteten Brennstabes kann Volumensieden mit Nettodampferzeugung auftreten.

8.1.3 Die maximal mögliche örtliche Heizflächenbelastung und die resultierende DNB-Sicherheit

Die in Abschnitt 8.1 definierte Vergleichs-Wärmestromdichte q_v'' wird aus der maximal möglichen Heizflächenbelastung $q''_{\max} \cdot F_{\Delta q}$ ermittelt. Der Faktor $F_{\Delta q}$ berücksichtigt alle Einflüsse und Toleranzen, die eine örtliche Steigerung der Heizflächenbelastung bewirken können. Dabei können die meisten der unter 8.1.2 ermittelten Werte übernommen werden.

8.1.3.1 Leistungsverteilung (siehe 8.1.2.1), Faktor: 1,10

8.1.3.2 Überlast (siehe 8.1.2.2), Faktor: 1,20

8.1.3.3 Die Fertigungstoleranzen müssen für die örtlich möglichen Belastungsspitzen gegenüber 8.1.2.3 nach den örtlichen Abweichungen ermittelt werden. Die Spezifikation von Brennstab und Brennstoff sieht jedoch bei den leistungssteigernden Toleranzen die gleichen zulässigen Grenzen vor wie bei den über der Länge integrierten Toleranzen. Daher kann der Gesamtfaktor 8.1.2.3 auch hier übernommen werden.

Toleranzen, Faktor: 1,065

8.1.3.4 Die Regelung und das Umsetzen benachbarter Brennelemente hat örtlich einen größeren Einfluß als unter 8.1.2.4 und muß mit etwa 3% angenommen werden.

Flußstörung, Faktor: 1,03

8.1.3.5 Makroskopische Flußverteilung (siehe 8.1.2.5)

Faktor: 1,04

Aus diesen Einzelfaktoren ergibt sich der Gesamtfaktor $F_{\Delta q} = 1,51$. Die maximal mögliche örtliche Heizflächenbelastung kann danach mit $q''_{\max}(z=0) = 217 \text{ W/cm}^2$ vorausgesetzt werden. Unter diesen Voraussetzungen wurde die minimale Sicherheit gegen örtliches Überhitzen von $S_{\text{DNB}} = 1,71$ ermittelt.

8.1.4 Die maximal mögliche örtliche Heizflächenbelastung bei Ausfall einer Reaktorkühlmittelpumpe

Ein möglicher Störfall im Reaktorbetrieb ist der Ausfall einer Kühlmittelpumpe. Eine Analyse /50/ zeigt, daß in diesem Fall

der Kühlmitteldurchsatz schneller zurückgeht, als die Leistung abgesenkt werden kann. Da dadurch die Gefahr des Überschreitens der kritischen Wärmestromdichte größer als nach Abschnitt 8.1.3 werden kann, wurde die "DNB"-Sicherheit auch für diesen Fall ermittelt.

Folgende Verhältnisse werden als Extremfall angegeben:

Reaktorleistung = 95% der Nennleistung
($\hat{=}$ Elementleistung)

Kühlmitteldurchsatz = 55% des Nenndurchsatzes
($\hat{=}$ Elementdurchsatz)

Mit den gleichen Sicherheitsfaktoren wie unter 8.1.2, mit Ausnahme des Überlastfaktors 8.1.2.2 sowie mit einem auf 55% reduzierten Durchsatz $G'_{\min} = 0,55 \cdot G_{\min}$ und einer Leistung von 95% Nennleistung ergibt sich eine Sicherheit

$$S'_{\text{DNB}} \geq 1,7$$

8.1.5 Die Verhältnisse beim Umsetzen des Testelementes in eine Position geringeren Flusses

Mit den in Abschnitt 8.1.4 gemachten Annahmen ist gleichzeitig die minimale Sicherheit gegen örtliches Überhitzen angegeben, wenn -unter den in Abschnitt 9.5 gemachten Voraussetzungen- in die Reaktorposition 13 mit reduzierter Neutronenflußhöhe umgesetzt wird. Sofern die in 9.5 angeführten Bedingungen erfüllt sind, kann ohne Auswechseln der Kühlkanaldrossel in diese Position umgesetzt werden, wobei in keinem Fall die Sicherheit S'_{DNB} unterschritten wird.

8.2 Die maximal mögliche Gesamtleistung des Testelementes

Die theoretisch ermittelte Gesamtleistung kann im Betrieb um folgende Faktoren höher liegen:

- 8.2.1 Leistungsverteilung (siehe 8.1.2.1), Faktor: 1,10
- 8.2.2 Überlast (siehe 8.1.2.2), Faktor: 1,20
- 8.2.3 Fertigungstoleranzen (siehe 8.1.2.3) Faktor: 1,065
- 8.2.4 Flußstörung (siehe 8.1.2.4), Faktor: 1,01

Der Gesamtfaktor beträgt $F_{\Delta N} = 1,42$ und wurde bei der Festlegung des Kühlmitteldurchsatzes (Abschn. 6.1) berücksichtigt. Die Gesamtleistung des Testelementes kann damit bis 2,02 MW (bei Überlast) ansteigen.

8.3 Die maximale Hüllrohroberflächentemperatur

Der Wärmeübergang findet längs dem Hüllrohr in drei Formen statt. Der in einem kurzen Anlaufbereich zunächst rein konvektive Wärmeübergang muß dabei wegen der unproblematischen Temperaturverhältnisse nicht weiter untersucht werden. Anschließend und im Normalfall erfolgt der Wärmeübergang über der gesamten restlichen Elementlänge in Form unterkühlten Siedens (Oberflächensieden) und im Extremfall auf einer kurzen Restlänge in Form von reinem Blasensieden. Die beiden letzten Fälle unterscheiden sich geringfügig durch die Temperaturdifferenz zwischen Hülle und Kühlmittel und werden einzeln untersucht.

8.3.1 Im Bereich unterkühlten Siedens

Sofern im Fall unterkühlten Siedens ein Überschreiten der kritischen Wärmestromdichte mit Sicherheit auszuschließen ist, ist die Hüllrohroberflächentemperatur

nur geringfügig von der maximalen Wärmestromdichte abhängig. (Abschn. 6.2) Berücksichtigt man sämtliche Faktoren wie unter Abschnitt 8.1.3 und setzt man maximalen Kühlmitteldruck (94 at) und damit maximale Sättigungstemperatur (304 °C) voraus, so wird die maximale Temperaturdifferenz zwischen Hüllrohr- und Sättigungstemperatur nach Gl. 6/4 $\Delta t_{HS} = 6,9$ °C und die maximale Hüllrohrtemperatur $t_{Ha} = 311$ °C.

8.3.2 Im Bereich der Sättigung

Dieser Fall tritt nach Abschn. 8.1.2 bei minimalem Kühlmitteldruck im Bereich der axialen Länge $z_s = + 96$ cm bis $z = + 105$ (Brennstabende) auf. Die maximal mögliche örtliche Heizflächenbelastung beträgt bei $z_s = + 96$ cm $q_{96} = 171$ W/cm².

Man errechnet die Temperaturdifferenz zwischen Hüllrohr und Kühlmittel nach /26/ (q'' in kcal/m²h)

$$\Delta t_{HS,s} = \frac{q''^{0,38}}{1,86 \cdot p^{0,24}} \quad . \quad 8/4$$

Die maximale Hüllrohrtemperatur wird damit $t_{Ha,s} = 306$ °C.

In beiden Fällen werden die Annahmen bei der Berechnung des Temperaturfeldes und den Hüllrohrbelastungen nicht überschritten.

8.4 Die maximale Brennstoffzentraltemperatur

In Abschnitt 6.5.5 wurde die maximale Brennstoffzentraltemperatur mit dem Sicherheitsfaktor $F_{\Delta t} = 1,59$ berechnet und in Abb.

6-5 dargestellt. Dieser Faktor setzt sich folgendermaßen zusammen.

- | | | |
|---|---------|-------|
| 8.4.1 Leistungsverteilung (siehe 8.1.2.1), | Faktor: | 1,10 |
| 8.4.2 Überlast (siehe 8.1.2.2), | Faktor: | 1,20 |
| 8.4.3 Die Fertigungstoleranzen müssen volumetrisch und mit Rücksicht auf den quadratischen Einfluß des Brennstoffradius berücksichtigt werden. | | |
| a) Brennstoffanreicherung, | Faktor: | 1,047 |
| b) Brennstoffdurchmesser, | Faktor: | 1,01 |
| c) Brennstoffvolumen, | Faktor: | 1,02 |
| | | |
| 8.4.4 Flußstörung (siehe 8.1.2.4), | Faktor: | 1,03 |
| 8.4.5 Flußverteilung (siehe 8.1.2.5), | Faktor: | 1,04 |
| 8.4.6 Die Wärmeleitfähigkeit wurde sehr pessimistisch abgeschätzt, die ungenaue Kenntnis wird zusätzlich mit einem Sicherheitszuschlag von 5% berücksichtigt. | | |
| Wärmeleitfähigkeit, | Faktor: | 1,05 |

Man erhält einen Gesamtfaktor $F_{\Delta t} = 1,59$. Dieser Faktor wurde durch eine Vergleichswärmequellendichte $q'''_{\max, v} = q''' \cdot F_{\Delta t}$ in den Rechnungen nach Abschnitt 6.5.5 berücksichtigt.

Es wurde dabei eine örtlich mögliche maximale Zentraltemperatur von $t_{\max}(z=0) = 3710^{\circ}\text{C}$ errechnet. Dieser Wert liegt bereits erheblich über der Schmelztemperatur von 3300°C . Bestimmt man zunächst die Schmelzgrenze an der Stelle $z=0$ nach Gl 6/22 und 6/23 und setzt voraus, daß das Wärmeleitintegral bis zur Schmelzgrenze unabhängig von z konstant ist, so ermittelt man den Radius des Schmelzkerns $r(z)$ entsprechend Gl. 7/27 und erhält durch Integration das Schmelzvolumen mit etwa 4,2% des Brennstoffvolumens. Dabei wurde nicht berücksichtigt, daß die maximalen Temperaturen tatsächlich nur örtlich auftreten können.

In Anbetracht der guten Versuchsergebnisse mit geschmolzenem Uranbrennstoff (Abschnitt 3.2.1) und mit Thoriumpartikeln, deren Nennwert des Wärmeleitintegrals bis zur maximalen Temperatur mit bis 66,4 W/cm (Tab 3-4) noch über dem maximal möglichen vorliegenden Integral von

$$\int_{t_R}^{t_o} \lambda dt = F_{\Delta q} \cdot q'''_o \cdot \frac{R^2}{4} = 63,7 \text{ W/cm} \quad 8/5$$

liegt, (ohne daß Schmelzen beobachtet wurde) ist diese Temperatur im Rahmen des Versuchs auch bezüglich der Sicherheit vertretbar.

8.5 Die Leistungskontrolle

Die Genauigkeit der thermodynamischen Leistungsbestimmung ist durch die Genauigkeit der Kenntnis von Durchsatz und Temperatur begrenzt. Da in beiden Fällen keine Eigeninstrumentierung möglich ist, muß auch mit mehr oder weniger großen Fehlern gerechnet werden. Die Fehlerabweichungen im einzelnen entsprechen den Faktoren nach 8.1.1. Zusätzlich müssen die durch Meßtoleranzen bei der Ermittlung der Kühlmittelaufheizspanne auftretenden Ungenauigkeiten bei der Leistungsmessung berücksichtigt werden.

8.5.1 Abweichung des Kühlmitteldurchsatzes

(siehe 8.1.1.1),

Faktor: 1,13

8.5.2 Beipasstoleranzen (siehe 8.1.1.2)

Faktor: 1,025

8.5.3 Meßtoleranzen (siehe 8.1.1.3)

Faktor: 1,04

8.5.4 Die Kühlmittelaufheizspanne wird mit Thermoelementen im Kühlmittelverteiler und am Kühlkanalaustritt gemessen. Da nur die Temperaturdifferenz zwischen den Meßstellen Einfluß auf die Genauigkeit der Leistungskontrolle hat,

können die absoluten Fehler der Meßstellen in einem Nullleistungsexperiment kompensiert werden. Dazu ist der auf Betriebstemperatur vorgewärmte Reaktor kurzzeitig ohne Leistung und mit vollem Kühlmitteldurchsatz zu betreiben. Abgesehen von einer minimalen Leistungsfreisetzung durch die Gammastrahlung der umliegenden, bereits bestrahlten Reaktorbrennelemente ist dann keine Temperatursteigerung im Kühlkanal zu erwarten. Ein- und Austrittstemperatur sind gleich und die Thermoelemente können abgestimmt werden. Als Meßtoleranz verbleiben:

- 8.5.4.1 Der relative Fehler des Thermoelementes am Kühlkanalaustritt der bei Thermoelementen üblicherweise mit 2,5% angegeben wird ($0,75^{\circ}\text{C}$ bei $\Delta t = 30^{\circ}\text{C}$)
Meßfehler Temperatur Kühlmittelaustritt,

Faktor: 1,025

- 8.5.4.2 Der Fehler durch induzierte Leistung aus den umliegenden Brennelementen durch Gammastrahlung bei der Nullenergieleistung. Dieser Faktor kann verringert werden, wenn das Testelement nach einer mehrtägigen Stilllegung des Reaktors eingesetzt wird. Er dürfte jedoch auch bei kurzzeitiger Abschaltung kaum mehr als 1% bis 2% der Nennleistung ausmachen.

Eichgenauigkeit,

Faktor: 1,015

Die Unsicherheit bei Messungen wird mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ermittelt. Man erhält damit aus den vorgenannten Einzel Faktoren eine Gesamtfehlergenauigkeit bei der Leistungsmessung von

$$F_{\Delta N, M} = 1,144 = 14,4\%$$

Da die Abweichung des Kühlmitteldurchsatzes im Testbettreaktor (8.5.1) sehr pessimistisch abgeschätzt wurde /52/, dürfte der tatsächliche Fehler geringer sein.

Tabelle 8-1
Zusammenstellung der Sicherheitsfaktoren und Toleranzen

Bezeichnung Abschnitt	$F_{\Delta G}$ 8.1.1	$F_{\Delta i}$ 8.1.2	$F_{\Delta q}$ 8.1.3. u. 8.3	$F'_{\Delta q}$ 8.1.4 u. 8.1.5	$F_{\Delta N}$ 8.2	$F_{\Delta t}$ 8.4	$F_{\Delta N, M}$ 8.5
Leistungsverteilung	-	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	-
Überlast	-	1,2	1,2	0,95	1,2	1,2	-
Ferti- gungs- Toleran- zen	<div style="display: inline-block; vertical-align: middle;"> <div style="font-size: 3em; vertical-align: middle;">{</div> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;"> Anreicherung Brennstoffdichte Durchmesser Volumen </div> </div>	1,047	1,047	1,047	1,047	1,047	-
		1,012	1,012	1,012	1,012	-	-
		1,005	1,005	1,005	1,005	1,01	-
		-	-	-	-	1,02	-
Flußstörung	-	1,01	1,03	1,03	1,01	1,03	-
Flußverteilung	-	1,04	1,04	1,04	-	1,04	-
Kühlm. Dichteschwank.	-	1,05	-	-	-	-	-
Durchmischung	-	0,96	-	-	-	-	-
Kenntn. d. Wärmeleitfhkt.	-	-	-	-	-	1,05	-
Temp. Kühlmittelaustr.	-	-	-	-	-	-	1,025
Eichfehler Thermoelement	-	-	-	-	-	-	1,015
Kühlkanal Differenzdr.	1,13	-	-	-	-	-	1,13
Drosselquerschn. bzw. Beipass	1,025	-	-	-	-	-	1,025
Messgen. Modellversuch	1,04	-	-	-	-	-	1,04
Gesamtfaktor	1,210	1,49	1,51	1,20	1,42	1,59	1,17
Anwendung	Mindest durchsatz	Krit. Wärme Stromdichte	max. Wärme- Stromdichte; <u>max. Hüllrohr</u> Oberflächentemp. Sicherheit DNB voller Durchsatz Voraussetzung für Berechnung S_{DNB} mini- maler Kühlmitteldruck! max. Kühlmittelintrittsenthalpie!	wie $F_{\Delta q} \rightarrow$ Stör- fall, Umsetzen. Sicherheit DNB 55% Durchsatz	max. Gesamt- leistung des Testelementes	max. Brennstoff temperaturen	Messgenauig- keit Leistungs- kontrolle

9. Bestrahlungsmethode

Um aus den Bestrahlungsversuchen möglichst vielseitige und exakte Aussagen ableiten zu können, müssen folgende Bedingungen erfüllt werden.

9.1 Einsatz im Reaktor

Grundsätzlich sind alle Reaktorpositionen des Testbettreaktors mit dem geforderten Neutronenflußniveau für den Einsatz des Testelementes geeignet. Wegen der thermodynamischen Leistungsbestimmung ist jedoch zuvor die Funktion des jeweiligen Thermoelementes am Kühlkanalaustritt zu prüfen. Die in Abb. 4-2 gekennzeichneten Positionsbezeichnungen wurden nach einer Überprüfung der Thermoelemente im Oktober 1966 ausgewählt.

Einsetzen, Umsetzen und Ziehen des Elementes werden bei abgeschaltetem Reaktor durchgeführt, da das Sintern des Brennstoffes abhängig von der Leistungsverteilung im Brennstab untersucht werden soll. Ein Einsetzen oder Ziehen des Elementes unter Last oder Teillast würde stellenweise einen starken Temperaturanstieg im Brennstoff bewirken und falsches Sinterverhalten vortäuschen.

9.2 Erstes Anfahren des Reaktors mit dem Testelement

Bevor das frische Element bei abgeschaltetem Reaktor wie eine normale MZFR-Brennelementsäule mit der Lademaschine in seine erste vorgesehene Position L 7 (Abb. 4-2) eingesetzt wird, müssen zunächst die zur Messung von Eintritts- und Austrittstemperatur vorgesehenen Thermoelemente geeicht werden. Dabei wird der Reaktor bei Kühlmittel-Betriebstemperatur und vollem Kühlmitteldurchsatz kurzzeitig betrieben und die Temperatur für Kühlmittel-

eintritt und Kühlmittelaustritt gemessen. Die eventuell festgestellte Temperaturdifferenz wird entsprechend Abschnitt 8.5.4 bei der Leistungskontrolle berücksichtigt. Anschließend wird der Reaktor stufenweise auf Leistung gefahren. Bei stationärem Betrieb des Reaktors in den Teillastbereichen von etwa 50, 60, 70, 80 und 90% über eine zur Leistungsmessung hinreichende Zeit wird die Leistung des Testelementes bestimmt und auf dessen Vollastleistung extrapoliert. Die zulässigen Leistungen sind in Tabelle 9-1 zusammengestellt. Bei Unter- oder Überschreiten der Leistung wird nach Abschnitt 9.5 verfahren. Andernfalls wird der normale Reaktorbetrieb aufgenommen.

9.3 Umsetzen des Testelementes

Nach einer Bestrahlungszeit von etwa 36 Vollasttagen ist die Leistung des Testelementes um etwa 20% auf 1,22 MW gesunken. Nachdem die Leistungskontrolle diese Leistungsabnahme bestätigt hat, wird das Element bei abgeschaltetem Reaktor aus der Position L 7 in die Position G 11 (oder D 9) umgesetzt. Dabei ist wieder auf die Kontrolle des Thermoelementes zu achten. Der Neutronenfluß dieser Position liegt um 16% höher als bei Position L 7, die Leistung wird also wieder auf 1,42 MW angehoben. Das erneute Anfahren des Reaktors soll wieder eine Leistungskontrolle im Teillastbereich ermöglichen, jedoch sind je eine Messung bei 70 und 90% Teillastbetrieb ausreichend.

Wenn die Leistung des Elementes in Position G 11 um 24% gesunken ist (nach etwa 132 d), wird das Umsetzen wiederholt. Vorgehen ist die Position E 7 (oder N 9), was einer Flußanhebung gegenüber der Position G 11 von 32% bzw. einer resultierenden Leistungsanhebung auf erneut 1,42 MW entspricht. In dieser Position genügt eine vierzehntägige Kontrolle der Leistung.

Die theoretische Leistungsberechnung ergab keine wesentliche

Tabelle 9 - 1

Leistungen und Kühlmittelverhältnisse in den einzelnen Reaktorpositionen

Nr. des Kanalkreisradius			13	9	7	4	1
Positionsbezeichnung			L 10	L 7	G 11 (D 9)	E 7 (H 9)	G 7
Nennleistung MWth			0,86	1,42	1,42	1,42	1,42
Max. zul. Leistung MWth			1,12	1,42	1,42	1,42	1,42
Neutronenfluß N/cm ² ·s			0,96·10 ¹⁴	1,58·10 ¹⁴	1,84·10 ¹⁴	2,44·10 ¹⁴	2,76·10 ¹⁴
Einsatzzeit d			-	~ 36	~ 132	~ 730	-
Durchsatz kg/h	Normaldrossel		2,22·10 ⁴	3,74·10 ⁴	4,08·10 ⁴	4,36·10 ⁴	4,64·10 ⁴
	Austauschdrossel		(2,44·10 ⁴)	(4,97·10 ⁴)	(5,87·10 ⁴)	(6,92·10 ⁴)	(9,62·10 ⁴)
Durchsatz eines normalen MZFR-Brennelementes kg/h			2,5·10 ⁴	4,35·10 ⁴	5,2·10 ⁴	6,3·10 ⁴	6,76·10 ⁴
Zulässige Kühlmittelaufheisspanne °C für die Normaldrossel. (Abhängig von Lastfaktor und Kühlmittelauftrittstemperatur t _e , zur Leistungskontrolle im Teillastbereich)	Lastfaktor %	t _e °C					
		240	15,7	14,4	13,2	12,6	11,7
	50	245	15,2	14,1	12,8	12,1	11,3
		70	242	21,5	19,8	18,2	17,1
	247		21,1	19,5	18,0	16,9	15,8
	90	244	27,4	25,1	23,3	21,6	20,4
		249	27,2	25,0	23,1	21,4	20,2
	100	245	30,4	28,0	26,1	24,1	22,7
		250	30,0	27,8	25,9	24,0	22,5
Umsetzen wird erforderlich bei einer (extrapolierten) Vollastleistung N MW				N > 1,42 in Pos. L10 (Drossel wechseln, wenn N > 1,82)			N > 1,42 in Pos. E7 oder H9
			N < 0,86 in Pos. L7	N < 1,22 in Pos. G 11 oder D 9	N < 1,08 in Pos. E7 oder H9	N < 1,19 in Pos. E7 frühestens nach 450 Volllasttagen	

Leistungsschwankung über der weiteren Einsatzzeit, da die gespaltenen Kerne nahezu durch neu erbrütete ersetzt werden. Sie berücksichtigt jedoch nicht die Spaltproduktvergiftung. Daher kann ein weiteres Umsetzen erforderlich werden, wenn die Leistung um mindestens 16% abgefallen ist, jedoch frühestens nach einer Gesamteinsatzzeit von 450 d, da zuvor ein geringer Wiederanstieg der Leistung durch Zunahme erbrüteten U-233 möglich ist. Als Position ist für diesen Fall die zentrale Reaktorposition vorgesehen, jedoch ist zuerst die Funktion des dort eingebauten Thermoelementes zu überprüfen.

9.4 Beendigung des Bestrahlungsversuches

Entsprechend dem Fahrdiagramm des Reaktors wird der mittlere Abbrand des Testelementes berechnet. Ist ein mittlerer Abbrand von 60 000 MWd/t Schwermetall erreicht (nach etwa 900 Volllasttagen), wird die Bestrahlung beendet. Das Brennelement wird gezogen und in eine Position des Abklingbeckens abgestellt. Die Abklingzeit muß so gewählt werden, daß während des Transports und der Nachbestrahlungsuntersuchung keine Hüllrohrtemperaturen von über 300°C auftreten können. Dazu kann näherungsweise nach 180 Tagen eine Restleistung von 0,1% der Vollastleistung angenommen werden./ 53/

Für die Aktivität des bestrahlten Brennstoffes können in guter Näherung die Abklingkurven für bestrahltes Uran herangezogen werden./ 53/ Die maximal zulässige Aktivität richtet sich nach den Transportmöglichkeiten zu den heißen Zellen.

9.5 Feststellen zu hoher Leistung beim ersten Anfahren

Die Leistungskontrolle ist eine wesentliche Hilfe bei der Auswertung des Bestrahlungsversuchs, da sie im Zusammenhang mit

der rechnerischen Leistungsbestimmung eine bedeutende Einengung der Fehlergrenzen und Toleranzen garantiert. Sie ist jedoch in zweiter Linie auch als zusätzliche Sicherheit für den Betrieb des Testelementes gedacht.

Hierbei muß jedoch berücksichtigt werden, daß mit der Leistungskontrolle keine Aussagen über örtliche Leistungsspitzen im Testelement gemacht werden können. So ist es im ungünstigsten Fall möglich, daß örtlich sämtliche leistungssteigernden Faktoren nach Abschnitt 8.1.3 zusammentreffen, während die Leistungskontrolle nur Nennleistung des Testelementes registriert. Obwohl dieser Fall nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz von nur theoretischer Bedeutung ist, muß das Testelement bei Messung überhöhter Leistung, um eine Gefährdung vollständig auszuschließen, dennoch umgesetzt werden.

Wird beim ersten Anfahren des Reaktors eine wesentliche Leistungsüberhöhung festgestellt, so wird der Reaktor wieder abgefahren. Das Element wird in die Position L 10 des Reaktors umgesetzt, in der der Neutronenfluß gegenüber Position L 7 um 61% geringer ist. Dieses Umsetzen kann ohne Auswechseln der Testelementdrossel erfolgen, sofern beim ersten Anfahren in Position L 7 die extrapolierte Leistung $N \leq 1,82$ MW nicht übersteigt. Der erzielte Durchsatz und die entsprechend reduzierte Leistung in Position L 10 genügt dann den Sicherheitsbedingungen nach Abschnitt 8.1.4.

Nachdem die Leistung in Position L 10 auf 0,87 MW abgesunken ist, wird das Element wieder in die Normalposition L 7 zurückgesetzt. Das weitere Umsetzen erfolgt analog zu Abschnitt 9.3.

9.6 Defektverhalten des Testelementes

Durch die Auslegung des Brennelementes ist gewährleistet, daß im normalen Betriebsfall sämtliche möglichen Belastungen des Brennelementes ertragen werden. Dennoch sind Störfälle nicht absolut auszuschließen, da einerseits gerade der unbekannte und zu untersuchende Brennstoff durch noch nicht bekannte Eigenschaften versagen könnte, andererseits Werkstofffehler nicht absolut vermieden werden können. Die drei möglichen Arten des Versagens und die dann erforderlichen Maßnahmen werden kurz angeführt.

9.6.1 Mechanische Deformation

Durch eine Deformation des Testelements kann sich dieses möglicherweise im MZFR-Trennrohr derart verklemmen, daß eine normale Entfernung desselben mit der Lademaschine aus dem Reaktor nicht möglich ist. Dieser Fall ist auch für die normalen MZFR-Brennelementsäulen untersucht worden./50/ Das Element kann dann nach Abschalten des Reaktors zusammen mit dem MZFR-Trennrohr entfernt werden. Für das Testelement müssen deshalb keine besonderen Maßnahmen vorgesehen werden.

9.6.2 Auftreten von Hüllrohrschäden

Jede Position des MZFR ist mit einem sogenannten Schnüffler versehen, der eine eventuell zunehmende Aktivität in einem MZFR-Kanal abschnüffelt./50/ Dadurch sind bereits kleinste Aktivitäten nachweisbar, die beim Auftreten von Haarrissen und dadurch austretenden Spaltprodukten zu erwarten sind.

Die bisherige Erfahrung mit Zry-umhüllten Brennstäben hat gezeigt, daß diese in keinem einzigen Falle geplatzt sind.

Das heißt, ein Hüllrohrdefekt beginnt normalerweise mit kleinen Anrissen. Wird eine Zunahme der Kühlmittelaktivität im Testkanal festgestellt, so muß der Reaktor sofort abgeschaltet und das Element gezogen werden, um das Austreten eventuell noch loser Brennstoffpartikel aus einem größeren Hüllrohrriß zu vermeiden.

Eine Gefahr durch Kühlmittelleinbruch in den Brennstab besteht nicht, da eine Reaktion zwischen Kühlmittel und Brennstoff ausgeschlossen werden kann.

9.6.3 Leistungsabweichung

Unter Abschnitt 7.6 wurde gezeigt, daß die Leistungsmessung während des Betriebes mit größerer Genauigkeit durchgeführt werden kann, als es nach der Auslegung unter Berücksichtigung der Sicherheitsfaktoren erforderlich ist. Zu hohe Leistung kann bereits im Teillastbereich extrapoliert werden, unzulässig hohe Leistung ist demnach nicht zu befürchten.

10. Quellennachweis

- 1 Steinert, C.: Konzeptstudie eines 600 MW-D₂O Thoriumreaktors, Vortrag Reaktortagung 1969 des Deutschen Atomforums
- 2 Lewis, W.B.: Outlook for Heavy-Water-Reactors. Symposium on Heavy Water-Power Reactors, Wien 1967, Bericht Nr. SM 99/37
- 3 Anderson, G.M.: Future Use of Nuclear Energy in the Power Industry. AED-Conf. 233-007, 1967
- 4 Oldekopp, W., Behrens, E.: Thermische Thoriumbrüter. Vortrag im Haus der Technik, Essen 1965
- 5 Starr, C.: Chauncey Starr Looks at the U.S. National Reactor Program, Nucleonics Vol 25 Nr. 6, Juni 1967
- 6 Steinert, C.: Progress in Development of a Heavy Water Moderated and Cooled Thorium - U 233 Converter. Symposium on Heavy Water Power Reactors, Wien 1967, Bericht Nr. SM 99/7
- 7 Entwicklung eines schwerwassermoderierten Thoriumreaktors. Ergebnisniederschrift der Arbeiten bis Ende 1966 und Konzept- und Wirtschaftlichkeitsstudie eines 600 MWe-D₂O-Thoriumreaktors, Ausblick auf 1200 MW-Anlagen, Abschlußbericht für das BMWF, Forschungsbericht, Inv.Nr. 37, Mai 1969
- 8 Duwe, R., Herren, M., Rau, J., Thiele, B.: Nachbestrahlungsuntersuchungen mit den Testbrennstäben RBE-25 und RBE-26. KFA Jülich, BZL, II, 68, 1968

- 9 Nukem-Nuklearchemie und Metallurgie Hanau: Entwicklung von Verfahren zur Herstellung von Brennstoffstäben mit sphärischen (Th,U)O₂-Partikeln. Entwicklungsauftrag der KFA-Jülich, Zwischenbericht 1967 und Abschlußbericht 1968
- 10 Förthmann, R., Naoumidis, A., Nickel, H.: Untersuchungen zur Herstellung kugelförmiger Brennstoffteilchen nach einem Sol-Gel-Verfahren, Jül-583-RW, 1969
- 11 Vogt, J. u.a.: Ceramic Fuel Elements with the Special Reference to their Production by Vibratory Compaction. Symposium on Heavy Water Reactors, Wien 1967
- 12 Mc Geary, R.K.: Mechanical Packing of Spherical Particles. Perspectives in Powder Metallurgie Vol. 2: Vibratory Compacting, Plenum Press, New York 1967
- 13 High Performance UO₂ Program. Irradiation of 0,5 Inch Diameter Swaged Powder and Vibratory compacted Powder UO₂ Fuel Rods. Versuchsreihe der General Electric für USAEC und EURATOM. Berichte Reihe GEAP 5100 A bis M, 1966 ff.
- 14 Olsen, A.R., Trauger, D.B., Harms, W.O., Adams, R.E., Douglas, D.A.: Irradiation Behaviour of Thorium-Uranium Alloys and Compounds. ORNL-TM 1142, 1965
- 15 Sieber, R.: IFA-27, Experiment to Study Vibratory Compacted UO₂ Irradiation Performance. HPR 105, 1969
- 16 Olsen, A.R. u.a.: Fabrication and Preirradiation Information on Vibratorily Compacted ThO₂ - UO₂ Fuel Rods for Experiments ETR-I and MTR III. ORNL-TM 1322, 1966
- 17 Wymer, R.G., Douglas, D.A.: Status and Progress Report for Thorium Fuel Cycle Development for Period Ending December 31, 1965, ORNL-4001, 1966

- 18 Reichardt, K.: Bestrahlungsprogramm. Statusbericht der Schwerwasserbrüterstudie, 1968
- 19 Peehs, M. u.a.: Versuche mit $(\text{Th/U})\text{O}_2$ - Sol-Gel-Partikeln. Vortrag Reaktortagung 1969 des Deutschen Atomforums
- 20 Nilsson, L., Hemberg, G.: Summary Report of Burnout Experiments in the Low Quality Region with Variably Speed 9-rod Bundles. AE-RTL-1090, 1969
- 21 El-Wakil, M.M.: Nuclear Power Engineering. Mac Graw Hill Book Comp. Inc. 1962
- 22 Müller, A., Linnartz, E.: Nucleonic 5, Seite 23, 1963
- 23 Westcott, C.H.: Effective Cross Section Values for Well-Moderated Thermal Reactor Spectra. AECL-1101, 1960
- 24 Schubert, H.: Druckverlustmessungen am MZFR-Testelement für den D_2O -Thorium-Reaktor, Versuchsbericht KL 121-25/69, Siemens A.G., Erlangen
- 25 Weisman u.a.: Experimental Determination of the Departure from Nucleate Boiling in Large Rod Bundles at High Pressures. WCAP-7045, 1967
- 26 VDI-Wärmeatlas, 1963
- 27 Jens, W.H., Lottes, P.A.: Analyses of Heat Transfer, Burnout, Presser Drop and Density Data for High-Pressure Water, ANL-4627, 1951
- 28 Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials, Volume 4. Editor: Y.S. Toulon-Kain, Purdue-University

- 29 Springer, J.R., u.a.: Fabrication, Characterization and Thermal Property Measurements of $\text{ThO}_2\text{-UO}_2$ Fuel Materials, BMI-X-10210, 1967
- 30 Kunui, D., Smith, J.M.: Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks. A.I. Ch. E. Journal, Vol. 6 No. 1, 1960, S. 74/78
- 31 Schotte, W.: Thermal Conductivity of Packed Beds, A.I.Ch.E. Journal, Vol., 6, No. 1, 1960, S.63/67
- 32 Moore, J.P. u.a.: Metals and Ceramics Division Annual Progress Report, ORNL-4170, 1967, S. 39
- 33 de Halas, D.R.: Understanding UO_2 Thermal Conductivity. Nucleonics 21, No. 10, 1963
- 34 Armand, M.: Hafnium et zirkonium et leurs applications nucléaires. Extrait de la revue Electro Nucléaire, 1966, und: Influence de la teneur en oxygène et de la teneur en azote sur les caractéristiques du Zry-2, Mém. Scient. Rev. Métallurg. L 12, No. 4, 1965
- 35 Engineering Information and Data, Zirkonium und Hafnium. Carborundum Metals Climax, Inc., Akron, New York, 1965
- 36 Howe, L.M., Thomas, W.R.: The Effect of Neutron Irradiation on the Tensile Properties of Zry-2. Journal of Nuclear Materials 2, Nr.9, 1960
- 37 Biefer, G.F. u.a.: Hydrogen Pick-Up in Zirkonium Alloys. AECL 919, 1959
- 38 Hemmersmeier, F., Aisch, G.: Darstellung des Einflusses der Hüllrohraußentemperatur, Heizflächenbelastung und Bestrahlung auf Korrosion und Wasserstoffaufnahme bei Zry-2

und Zry-4 Hüllrohren. D₂O-Thorium-Reaktorentwicklung Arbeitsnotiz Nr. 110/66-RE 5, 1966

- 39 Thomas, W.R. u.a.: Irradiation Experience with Zry-2. AECL-2021, 1964
- 40 Kass, S.: Aqueous Corrosion of the Zirkaloys at Low Temperatures, Journal of Nuclear Materials, 28, 1969
- 41 Lustman, B. u.a.: Zirvaloy Cladding Performs Well in PWR. Nucleonics, Vol. 19, No.1, 1961
- 42 Cohen, P. u.a.: Coolant Technology and Fuel Performance in the Chemical Shim PWR. Nuclex 66, Fachtagung Nr.3/4, 1966
- 43 Schmidt, K.: Zur Spannungsberechnung unrunder Rohre unter Außendruck. VDI-Z. 101, 1959
- 44 Szilágyi, L., Michelberger, P.: Ein Näherungsverfahren zur Festigkeitsberechnung von dünnwandigen elliptischen Rohren. VDI-Z. 102, 1960
- 45 Hütte I, 28. Auflage, 1955
- 46 Lewis, W.B.: Engineering for the Fission Gas in UO₂ Fuel. Nuclear Applications, Vol. 2, April 1966, und: Lewis, W.B. u. a.: Fission Gas Behaviour in UO₂ Fuel. AECL-2019, 1964
- 47 Holzer, R.: Spaltgasaustritt aus Urandioxid. Kerntechnik, Isotopentechnik und -Chemie, 7. Jahrgang 1965, Heft 8/9
- 48 Olsen, A.R., Ullmann, J.W., Adams, R.E., Cods, J.H.: ORNL Current Status of Irradiation of Thorium Fuels at Oak Ridge National Laboratory, Symposium May 2-6, Gatlingburg, 1966

- 49 Baker, L., Irius, R.O.: Analyzing the Effects of a Zirkonium-Water-Reaction. Nucleonics, Vol., 23, No. 7, 1965

- 50 MZFR-Sicherheitsbericht

- 51 Tong, L.S.: Prediction of Departure from Nucleate Boiling for an Axially Nonuniform Heat Flux Distribution. Journal of Nuclear Energy, Vol 21, S. 241-48, 1967

- 52 Kiehne: MZFR-Druckverluste von Verteiler bis Sammler und Fehlerabschätzung. Siemens Arbeitsnotiz RE 5, Nr. 114/66 1966

- 53 Blomeke, J.O., Todt, M.F.: Uranium-235-Fission-Product-Production. ORNL-2127, Part I, Vol.2